# UNDERSÖKNINGAR

ÖVER

# LJUSBÅGEN I VÄTSKOR

## SÅSOM ALSTRARE AV ELEKTRISKA SVÄNGNINGAR

---

AKADEMISK AVHANDLING

AV

GUSTAV WITT

UPPSALA 1916
ALMQVIST & WIKSELLS BOKTRYCKERI-A.-B.

# UNDERSÖKNINGAR

ÖVER

# LJUSBÅGEN I VÄTSKOR

SÅSOM ALSTRARE AV ELEKTRISKA SVÄNGNINGAR

---

AKADEMISK AVHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AV

VITTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS I UPPSALA
MATEMATISK-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR VINNANDE AV FILOSOFISK DOKTORSGRAD

TILL OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

Å FYSISKA LÄROSALEN

LÖRDAGEN DEN 23 SEPTEMBER 1916 KL. 10 F. M.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

AV

**GUSTAV WITT**

FILOSOFIE LICENTIAT AV KALMAR NATION

UPPSALA 1916
ALMQVIST & WIKSELLS BOKTRYCKERI-A.-B.

# INNEHÅLL


Sid.

Kap. I. **Inledning och Historik** . . . . . 5

Kap. II. **Svängningsområdets storlek och läge.**

Försöksanordning . . . . . 12

Observationsmetod . . . . . 14

Kapacitetens inflytande på svängningsområdet. . . . . 16

Självinduktionens » » » . . . . . 16

Motståndets » » » . . . . . 18

Elektrodmaterialets » » » . . . . . 19

Vätskans » » » . . . . . 22

Kap. III. **Svängningarnas frekvens.**

Den »beräknade» frekvensen . . . . . 23

Huvudströmmens betydelse för frekvensen . . . . . 25

Elektrodmaterialets » » » . . . . . 26

Vätskans » » » . . . . . 35

Båglängdens » » » . . . . . 41

Kap. IV. **Resonanskurvor. Översvängningar** . . . . . 45

**Sammanfattning** . . . . . 53

KAP. I.

## Inledning och Historik.

Om man parallellt med en elektrisk kolljusbåge kopplar en självinduktion och en kapacitet, så uppkommer under vissa betingelser i den så bildade kretsen kondensator—induktionsrulle—ljusbåge en växelström, vilken i bågen lagrar sig över den likström, varmed bågen matas.

Den fysikaliska roll, ljusbågen därvid spelar, är att automatiskt ersätta de energimängder, som på grund av jouleskt värme gå förlorade i svängningskretsen. De dämpade laddningssvängningarna förvandlas härigenom till varaktiga, odämpade svängningar. Till följd av de strömvariationer, som sålunda uppstå i bågen, ger denna samtidigt ifrån sig en ton, vars höjd i huvudsak bestämmes av storleken på svängningskretsens kapacitet och självinduktion.

Fenomenet var redan 1892 känt av El. Thomson[1], men som dess upptäckare nämnes dock vanligen Duddell[2], vilken är den förste, som närmare studerat fallet. Fenomenet har sedermera, särskilt emedan det ger uppslag till åstadkommande av växelström av högre frekvens än växelströmsmaskinerna kunna åstadkomma, studerats av en hel rad av forskare. Den förste, som mera fullständigt och systematiskt undersökt betingelserna för den självljudande kolljusbågens uppkomst, är dock Granqvist.[3]

Han kommer till ungefär följande resultat för bågar mellan homogenkol. Om vi tänka oss ljusbågskarakteristikerna för likström uppritade för olika båglängder (fig. 1), så visar sig, att alla dessa

[1] El. Thomson, U. S. A. Patent 500630 (4 juli 1893).
[2] Duddell, The Electrician *46*, 310 (1900).
[3] Granqvist, Nova acta reg. soc. sc. Ups. IV, Vol. 1: 5 (1907).

stabila likströmsljusbågar ej kunna bringas att ljuda. Det "ljudande området" begränsas nedåt i diagrammet tydligen av karakteristiken för båglängden $\lambda = 0$, men är vidare beroende av den batterispänning, som användes. Uppåt begränsas sålunda ljudande området av linjerna $E_{110}$; $E_{100}$; $E_{90}$ bestämda av ekv. $I^2 \frac{\partial\left(\frac{V}{I}\right)}{\partial I} + E = 0$, där $V$ och $I$ äro spänning och strömstyrka för ljusbågen, och $E$ är batte-

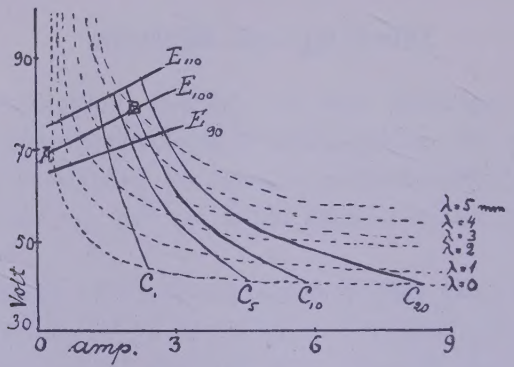



Fig. 1.

riets elektromotoriska kraft. Slutligen begränsas området av en gränskurva ($C_5$, $C_{10}$ i fig. ), vars läge är beroende av de kapaciteter, självinduktioner och motstånd, som finnas i kondensatorkretsen. Sålunda ökas områdets storlek, om kapaciteten ökas (det i fig. 1 åskådliggjorda fallet). En ökning av självinduktionen gör gränskurvan brantare och ökning av motståndet minskar området betydligt. Med en elektromot. kraft av 110 volt, kapacitet = 10 Mf. och liten självinduktion fås sålunda alla bågar inom området ABC att ljuda.

Vad beträffar frekvensen hos denna växelström, som uppkommer i svängningskretsen, ansåg Duddell denna bero endast och allenast av storleken av den självinduktion och den kapacitet, som kopplats parallellt med bågen, och till sin storlek bestämd ur Thomsons formel

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}.$$

Wertheim Salomonson[1], Granqvist m. fl.[2] funno emellertid, att detta i allmänhet ej är fallet, utan att frekvensen är mindre än den enligt Thomsons formel beräknade, samt dessutom beroende av strömstyrka och båglängd. Granqvist finner sålunda att, om båglängden hålles konstant, ökar frekvensen med strömstyrkan och närmar sig mer och mer den ur Thomsons formel beräknade. Hålles däremot strömstyrkan konstant, ökar frekvensen med ökad båglängd.

Ungefär samtidigt med Granqvist hade Simon[3] kommit till i huvudsak samma resultat.

Teoretiskt har den sjungande ljusbågen behandlats av bl. a. Granqvist[4], Simon[5] och Nasmyth.[6] Flera av Simons lärjungar, framför allt Barkhausen[7] och Wagner[8] ha under senare tider såväl teoretiskt som experimentellt studerat fenomenet. Man kan, såsom redan Blondel[9] visat, skilja mellan två eller tre olika svängningstyper, vilka sedan närmare klassificerats av Barkhausen.

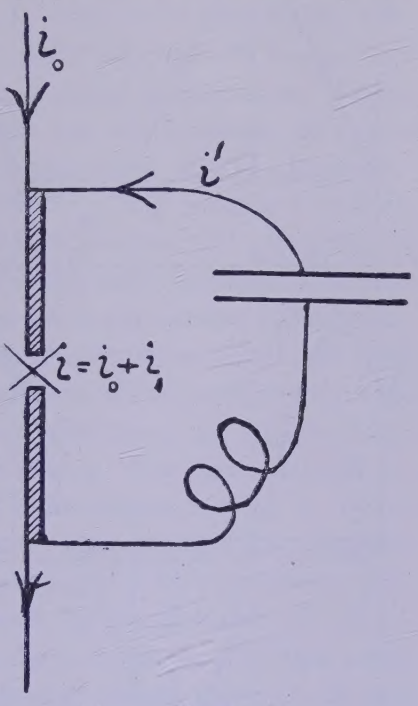



Fig. 2.

Jag anser mig i korthet böra redogöra för, hur man för närvarande tänker sig den sjungande ljusbågens mekanism.

Strömmen $i$ genom bågen är i varje ögonblick sammansatt av

---

[1] Wertheim Salomonson, Versl. K. Ak. van Wet, *11*, s. 381 (1903).
[2] Se Granqvist, l. c.
[3] Simon, Phys. Zschr. *7*, 433 (1906).
[4] Granqvist, Boltzmann-Festschrift, s.7 99 (1904).
[5] Simon, l. c.
[6] Nasmyth, Phys. Rev. *27*, 117 (1908); *32*, 69 (1911).
[7] Barkhausen, Diss. Göttingen 1907.
[8] Wagner, » » 1910.
[9] Blondel, L'eclairage électr. *44*, 41, 81 (1905).

kondensatorsledningens växelström $i'$ och matningsströmmen $i_0$ från huvudledningen, vilken senare är konstant, under förutsättning att självinduktionen $L_0$ i denna krets är tillräckligt stor.

Således $i = i_0 + i'$ (fig. 2).

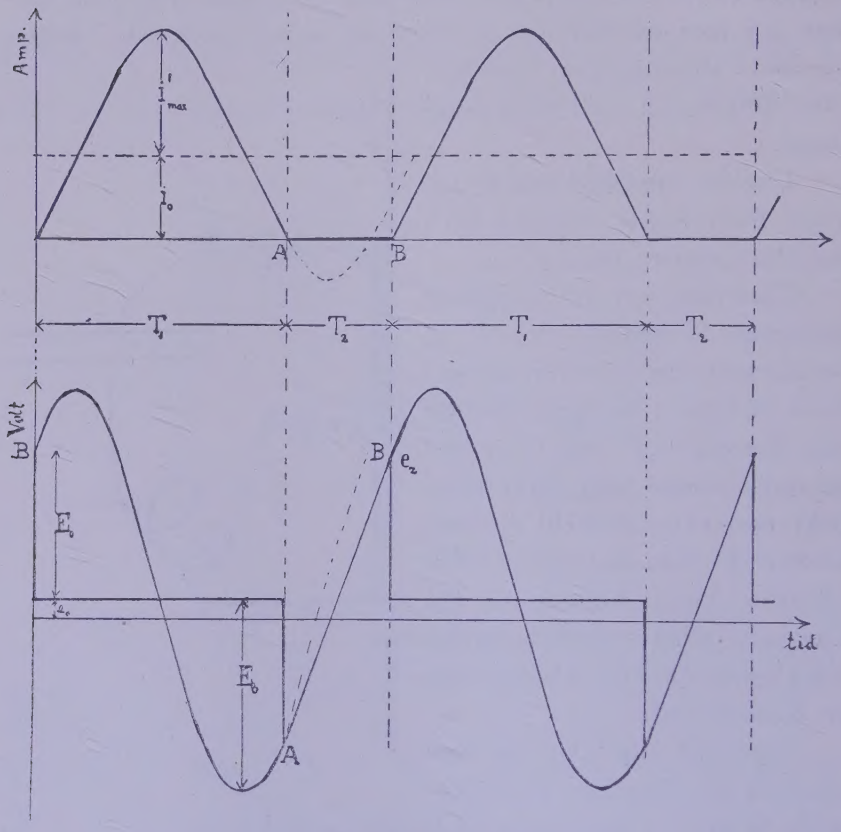



Fig. 3.

I första svängningstypen är $i'_{max} < i_0$, d. v. s. värdet på $i$ går aldrig ner till 0 och bågen slocknar således icke, vi få en "vågströmsljusbåge" i egentlig bemärkelse. Växelströmskurvan är i det närmaste en odämpad sinuskurva.

Vad andra svängningstypen däremot beträffar, är här $i'_{max} > i_0$. Härigenom måste det under den halvperiod, då $i'$ och $i_0$ ha motsatt tecken, inträffa, att $i = i_0 + i' = 0$ och att bågen följaktligen

slocknar. Förloppet i bågen blir då följande. Vi utgå från det ögonblick, då spänningen mellan bågens elektroder blivit så stor, att bågen tänts, d. v. s. från punkten $B$ i fig. 3, där övre kurvan är bågströmmens variationer med tiden, nedre kurvan kondensatorspänningens. Strömstyrkan $i$ börjar stiga, matningsströmmen $i_0$ går delvis genom bågen, delvis till kondensatorn, som den fortfar att uppladda. M. a. o. $i_1$ är negativ. Kondensatorns uppladdning fortgår, till dess $i = i_0$. Strömmen $i$ fortfar att stiga och hämtar fördenskull ström från kondensatorn ($i'$ pos.), vars spänning sålunda börjar falla. Kondensatorspänningen når sitt minimum, då $i$ efter uppnått maximum, $i_0 + i'_{max}$, åter sjunkit till $i_0$ ($i' = 0$). Bågströmmen fortfar att sjunka, men, eftersom $i'_{max} > i_0$, inträffar i punkten $A$ på kurvan, att $i = 0$, d. v. s. bågen slocknar och svängningens första period $T_1$ har förflutit. Under den andra perioden $T_2$ användes batteriströmmen helt och hållet till kondensatorns uppladdning, d. v. s. $i' = -i_0$. Kondensatorns spänning stiger linjärt med tiden från $A$ till $B$, där kondensatorspänningen och följaktligen även bågspänningen nått den s. k. tändningspotentialen, det värde $e_z$, som erfordras för att få bågen att åter tändas. Vad bågspänningen beträffar, så är även denna insatt i nedre diagrammet fig. 3. Under perioden $T_2$, då bågen är släckt, är bågspänningen för odämpade svängningar lika med kondensatorspänningen. Då bågen tänds, sjunker bågspänningen i detta idealiserade fall ögonblickligt till värdet $e_0$, som den i huvudsak bibehåller under perioden $T_1$. Då bågen sedan åter slocknar, sjunker den lika plötsligt till ett värde $e_0 - E_0$ och stiger sedan under perioden $T_2$ som kondensatorspänningen.

Svängningstiden för denna svängningstyp är således $T_1 + T_2$, där $T_1$ i huvudsak bestämmes av $L_1$ och $C_1$ i kondensatorkretsen. Perioden $T_2$ är däremot beroende av hur lång tid det tar, innan tändningspotentialen uppnås. Denna blir tydligen längre om t. ex. matningsströmmen minskas eller kapaciteten ökas. Barkhausen anger sålunda fall, då han haft $T_2$ ända till 7 gånger så lång som $T_1$.

Ökas $T_2$ ännu mer, kan det inträffa, att det negativa värde, vartill bågspänningen sjunker vid första släckningen, räcker till att

tända bågen i motsatt riktning. Sålunda kan bågen medhinna en eller flera tändningar, innan den slocknar, och perioden $T_2$ inträder såsom i föregående fall. Dessa svängningsförhållanden motsvara tredje svängningstypen, vilken närmast är att likna vid oscillerande gnisturladdningar.

De odämpade svängningarnas stora betydelse inom trådlösa telegrafien gjorde, att man försökte stegra frekvensen hos den Duddelska anordningen. Det lyckades sålunda Wertheim Salomonson[1] att nå upp till 400,000 svängningar i sek. Energien hos dessa var dock så obetydlig, att de saknade praktisk betydelse.

Det visar sig emellertid, att man kan erhålla kraftiga svängningar av hög frekvens, om man sörjer för bågens hastiga avkylning. Principen har i praktiken först tillämpats av Poulsen[2] i hans lampa för trådlös telefoni. Ljusbågen får här i ett kraftigt magnetfält brinna mellan en positiv koppar- och en negativ kolelektrod i en vätgasatmosfär, vilken dock vanligen tillsatts med aceton- eller alkoholånga.

Emellertid funno Braun-Mandelstam[3], att man kunde utbyta denna alkoholånga mot alkoholen själv, d. v. s. att man kunde erhålla elektriska svängningar mellan metallelektroder helt nedsänkta i någon oledande vätska. Detsamma har även påvisats av Svedberg[4], som fann eter och aceton fördelaktigast.

De närmare betingelserna för uppkomsten av dylik metalljusbåge i eter ha sedan å härvarande fysiska institution undersökts av Rönnholm.[5] De erhållna svängningarna visa sig dock i allmänhet starkt förorenade av översvängningar.

Som emellertid flera hithörande frågor, särskilt med avseende på svängningarnas frekvens och renhet, samt deras beroende av elektrod- och vätskematerial, ännu lämnats obesvarade, har jag företagit föreliggande undersökning.

Undersökningen har utförts å Uppsala universitets fysiska institution. Till institutionens prefekt, professor G. Granqvist ber

[1] Wertheim Salomonson, Electrician *52*, 126 (1904).
[2] Poulsen, Danskt Pat. 5590 (9 sept. 1902).
[3] Braun, D. R. P. 198844 (18 juli 1906).
[4] Svedberg, Phys. Zschr. *15*, 361 (1914).
[5] Rönnholm, Sv. Vet. Ak. Ark. f. mat. *11*, 4 (1916).

jag vid detta tillfälle få framföra mitt hjärtliga tack, dels för uppslaget till denna undersökning, dels för det aldrig svikande intresse, varmed han följt mitt arbete, samt slutligen för den välvillighet och det tillmötesgående, varmed han alltid ställt nödiga apparater och kemikalier till mitt förfogande.

KAP. II.

## Svängningsområdets storlek och läge.

Såväl Svedberg som Rönnholm hava funnit, att förhållandet vid metalljusbågen i vätskor, i likhet med kolljusbågen i luft, är det, att av alla existerande bågar endast vissa, belägna inom ett visst område i diagrammet, "svängningsområdet", kunna bringas att alstra elektriska svängningar.

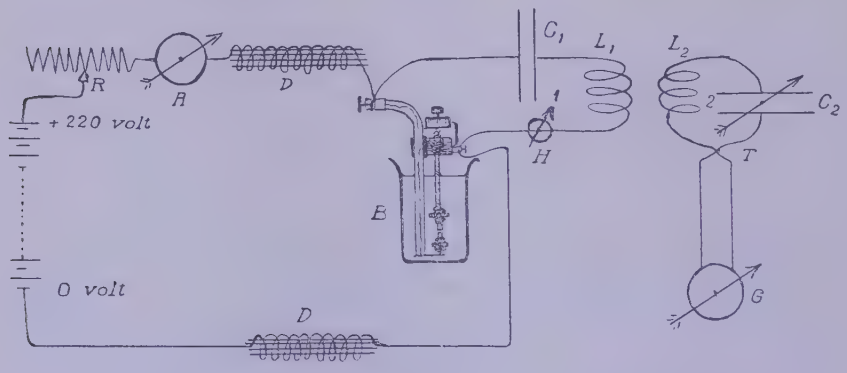



Fig. 4.

Följande försöksanordning har använts för att utröna de områden, inom vilka strömstyrka och båglängd kunna varieras, för att svängningar skola uppkomma.

Elektroderna, mellan vilka ljusbågen skulle bildas, voro planslipade metallcylindrar om 0,5 cm:s diameter. Dessa voro insatta i ett stativ (*B* i fig. 4) så, att den undre elektroden var fast, medan man medelst en mikrometerskruv kunde höja eller sänka den övre elektroden. På mikrometerskruven kunde elektrodernas inbördes avstånd avläsas på 0,01 mm. I själva verket förminskade

elektrodernas förstoftning, deras utvidgning vid uppvärmning m. m. denna noggrannhet något.

Den undre elektroden förbands med den positiva sidan av stadens elektriska belysningsnät, den övre elektroden med noll-ledningen. Spänningen dem emellan var således 220 volt. I denna ledning inkopplades även ett stort reglerbart motstånd $R$, en precisionsampèremeter $A$ samt för att hindra svängningarnas inträngande i huvudledningen tvenne Drosselspolar $D$. Parallellt med bågen kopplades en självinduktionsspole $L_1$, en laddflaska $C_1$ samt en varm-

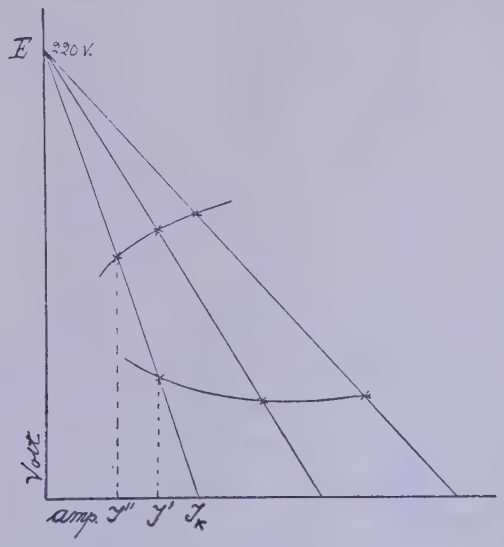



Fig. 5.

trådsampèremeter $H$. Induktionsrullarna bestodo av 0,18 mm:s oförtennt koppartråd upplindad på papp- eller träringar.

En grafisk bild av svängningsområdet får man bäst i ett diagram med strömstyrkan som abscissa och bågspänningen som ordinata. För en ljusbåge, som matas av en ström från ett batteri med elektromotoriska kraften $E$, är bågspänningen $V$ nämligen bestämd av $V = E - IR$, där $I$ är strömstyrkan och $R$ är motståndet i ledningen. I ett diagram, med $I$ som abscissa och $V$ som ordinata, representerar denna ekvation för visst oförändrat förkopplingsmotstånd en rät linje, en s. k. "motståndslinje" (fig. 5), vars skär-

ningspunkt med ordinataxeln är $V = E$, medan dess skärningspunkt med abscissaxeln blir $I_k = \frac{E}{R}$, vilket är den strömstyrka, som man har i huvudledningen, då elektroderna, äro i kontakt med varandra.

Tab. 1.

Aceton-Cu $\begin{cases} L = 0{,}078.10^5 \text{ cm.} \\ C = 1{,}46.10^3 \text{ cm.} \end{cases}$

| $I_k$ | $I'$ | $I''$ |
|---|---|---|
| 0,61 | (0,52) | (0,46) |
| 0,70 | 0,58 | (0,47) |
| 0,80 | 0,63 | 0,53 |
| 0,90 | (0,77) | 0,55 |
| 1,00 | 0,82 | 0,56 |
| 1,10 | 0,94 | 0,62 |
| 1,20 | 1,04 | 0,66 |
| 1,30 | 1,13 | 0,67 |
| 1,45 | 1,20 | 0,74 |
| 1,50 | 1,20 | 0,75 |
| 1,80 | 1,5 | 0,85 |
| 2,10 | 1,7 | 0,95 |
| 2,20 | 1,8 | 1,1 |
| 2,30 | 1,88 | 1,1 |
| 2,40 | 1,98 | 1,5 |
| 2,70 | 2,2 | 1,95 |
| 2,50 | 2,05 | 1,80 |
| 2,80 | 2,2 | 2,0 |
| 2,98 | 2,38 | 2,3 |
| 3,05 | 2,47 | 2,38 |
| 3,22 | 2,6 | (2,57) |
| 3,38 | A. M. orolig | |
| 3,6 | explosionsartad stöt | |
| 3,8 | inga spår av svängn. | |

Vid försöken förfors på följande sätt. Sedan elektroderna satts i kontakt med varandra och ett visst förkopplingsmotstånd $R$ inkopplats, slöts huvudströmmen. Ampèremetern $A$ angiver då strömmen $I_k$. Om nu elektroderna medelst mikrometerskruven skiljas från varandra, bildas en ljusbåge. Med den nu avlästa strömstyrkan

och strömstyrkan $I_k$ kan man bestämma den punkt i diagrammet, som motsvarar bågen ifråga.

Då elektrodavståndet är mycket litet, bildas vanligen en likströmsljusbåge. Om båglängden sakta ökas, inträda vid en viss strömstyrka svängningar i bågen — kondensatorkretsen, vilka ej blott yttra sig i utslag på varmtrådsampèremetern, utan även märkas på tonen. Om jag sedan, då svängningarna börjat, åter minskar båglängden, övergår bågen vid viss, skarpt markerad strömstyrka $I'$ till likströmsljusbåge. Detta värde $I'$, som jag tagit som gränspunkt för svängningsområdet, motsvarar ofta en något högre strömstyrka, än den gränspunkt man erhåller, då båglängden ökas.

Om man återigen, då svängningarna inträtt, ytterligare ökar båglängden, brukar i vissa fall vid viss strömstyrka $I''$ bågen bliva inaktiv, d. v. s. upphöra att svänga för att efter ytterligare ökning av båglängden slockna. Det vanligaste är dock, att likströmsbågen vid lång båglängd helt saknas, d. v. s. att bågen vid strömstyrkan $I''$ slocknar.

Genom att upprepa dessa försök med olika förkopplingsmotstånd erhåller man i varje fall gränsvärdena $I'$ och $I''$ och bestämmer på så sätt hela det område, inom vilket ljusbågen är i stånd att producera elektriska svängningar.

Tab. 1 och fig. 6 åskådliggöra en dylik försöksserie.

Vid starkare ström äro alltid ampèremeterutslagen lugna och stadiga, och gränsvärdena $I'$ och $I''$ sålunda mycket skarpt markerade. Vid svagare $I_k$ visar det sig emellertid, att vid bestämningen av $I''$ ampèremeterns utslag plötsligt bliva oroliga för att vid en ytterligare ökning av båglängden plötsligt bliva 0. Det är tydligt, att uppfattningen av vad man här skall mena med övre gräns för svängningsområdet blir tämligen subjektivt. Som jag emellertid antar, att denna ampèremeterns oro helt enkelt förorsakas av oregelbundna släckningar och tändningar i bågen, och man således här ej kan tala om regelbundna ljusbågesvängningar, har jag för min del som gränsvärde för $I''$ antagit den punkt, där utslagen börja bliva oroliga. Det är under sådana omständigheter tydligt, att denna gräns ej kan bestämmas med samma skärpa som den andra. I tabellerna äro särskilt osäkra värden satta inom parentes.

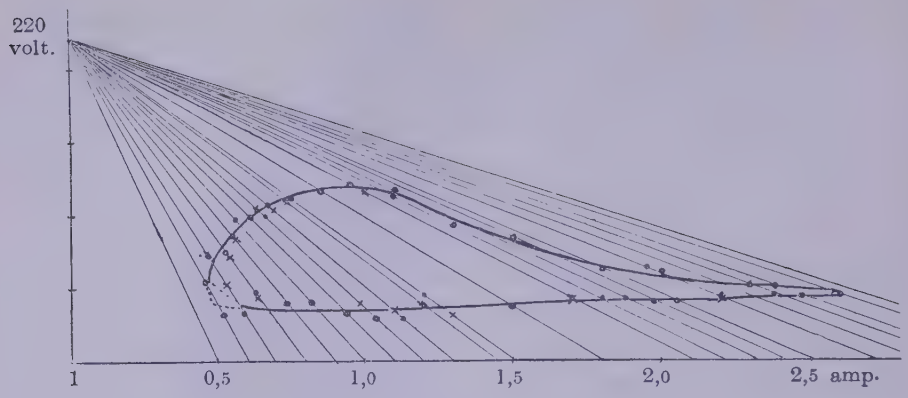



Fig. 6.

Svängningsområdena ha bestämts dels för olika kombinationer av självinduktion och kapacitet, dels för olika elektroder och vätskor. För överskådlighetens skull har jag i samma diagram sammanfört flera olika kurvor.

a) Kapacitetens betydelse för svängningsområdets storlek och läge framgår af fig. 7, som framställer fyra försöksserier, där självinduktionen i var och en hållits konstant medan kapaciteten varierat.

$L = 0$ betyder att ingen extra rulle inkopplats, utan att självinduktionen i kretsen blott består av den reglerbara bågen och tilledningstrådarna från denna till kondensatorn. Denna lilla självinduktion ger dock synnerligen oroliga svängningar, vadan kurvorna med $L = 0$ äro mindre tillförlitliga än de övriga.

Diagrammen visa, att en ökning av kapaciteten visserligen medför en ökning av svängningsområdets storlek, men detta flyttas samtidigt mot högre strömstyrka. Samtidigt som området sålunda breder ut sig mot starkare ström, flyttas $I'$-kurvan något upp emot högre spänning. Ändringarna äro större ju mindre självinduktionen är.

b) Självinduktionens betydelse för svängningsområdet framgår även av samma fig., om man ur de olika serierna jämför de områden, som hava samma $C$. Av dessa framgår, att, om självinduktionen ökas, blir svängningsområdet större, svängningarna kunna uppträda redan vid lägre strömstyrka, men de fortsätta även

vid starkare ström. Samtidigt som svängningsområdet breder ut sig, flyttas även hela området, såväl $I'$-som $I''$-kurvorna, ned mot

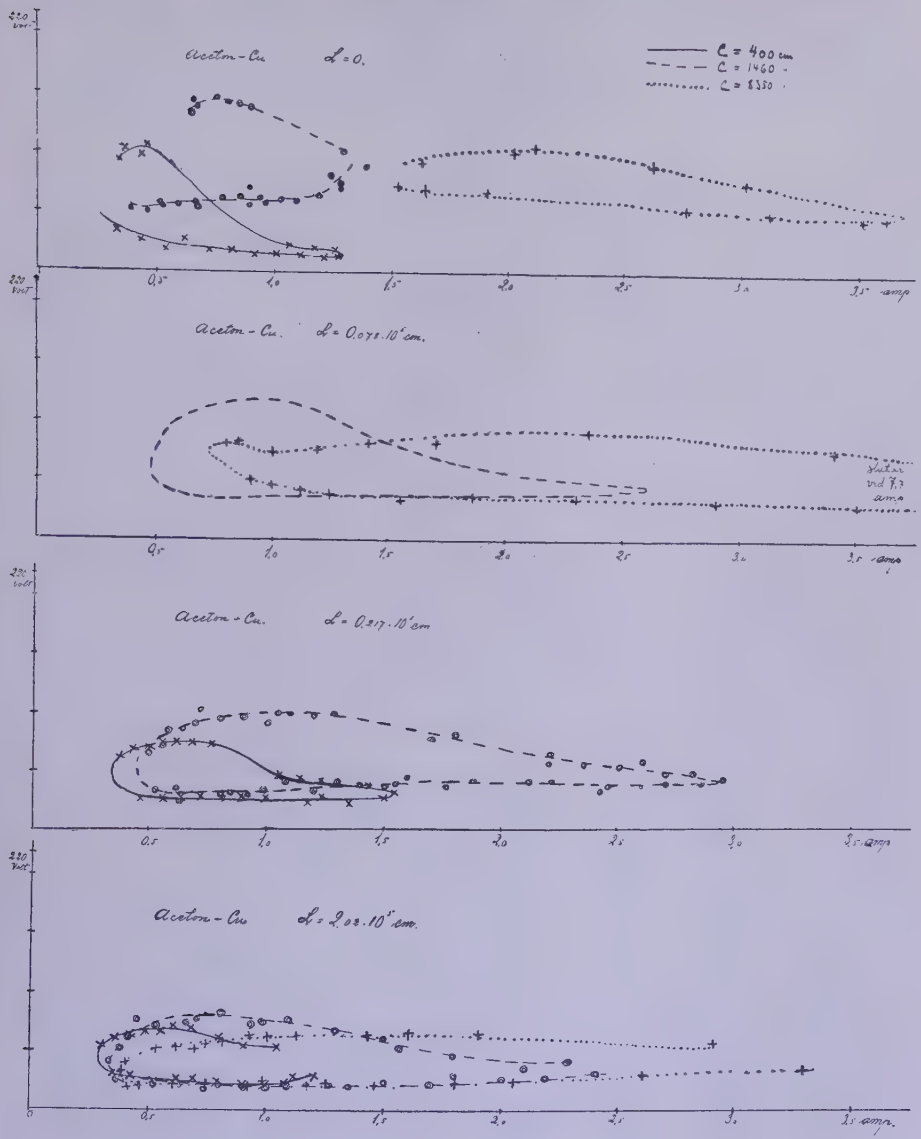



Fig. 7.

lägre spänning. Ändringarna synas vara större ju större den använda kapaciteten är.

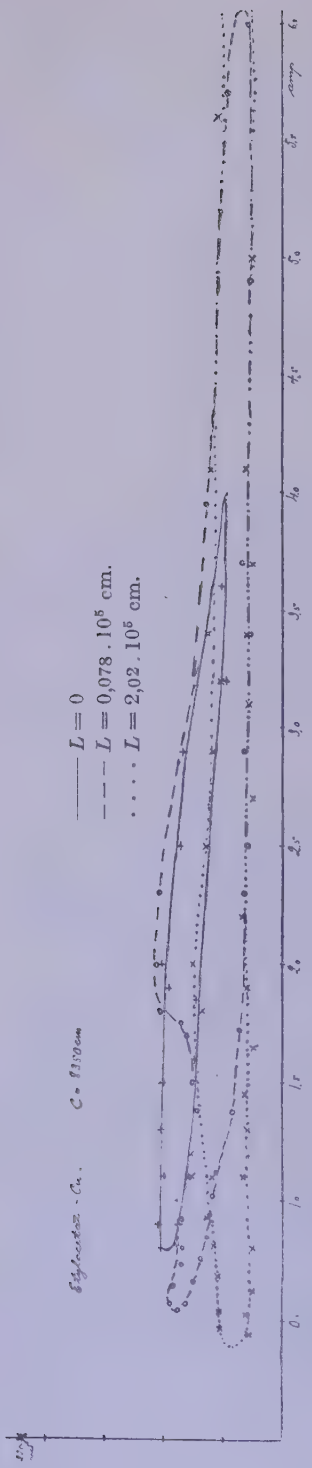



Fig. 8.

För den största självinduktionen $L = 2{,}02.10^5$ cm. är området icke slutet vid starkare ström, utan såväl $I'$-som $I''$-kurvorna tvärt avbrutna vid viss motståndslinje. Detta beror på en olägenhet, som ofta förekommer, särskilt för stor $L_1$ och stark $i_0$, nämligen att bågen plötsligt ändrar utseende, färgen blir gråvit och ljudet svagare. En kolljusbåge har nämligen uppstått därigenom att små kolsvampar avsatts på elektrodytorna. Den strömstyrka, vid vilken denna kolbågebildning inträffar, är i allmänhet ganska skarpt markerad. Har man ökat strömstyrkan till det värde, att kolljusbåge bildats, kan man stundom genom elektrodernas putsning m. m. för en kortare stund få metalljusbågen att svänga. Strax därpå bildas dock åter kolljusbågen, vilken f. ö. genom sina egenskaper väsentligen skiljer sig från metalljusbågen.

Vid övriga undersökta vätskor är svängningsområdets förändring med självinduktionen analogt med förhållandet vid aceton. Fig. 8 visar en serie för etylacetat.

Motståndet i svängningskretsen måste för kolljusbågen i luft alltid vara mycket litet, för att ljusbågen skall ljuda. Metalljusbågen i vätskor synes emellertid ej vara lika känslig för inkopplat motstånd. Sålunda fann Rönnholm, att ett inkopplat manganinmotstånd på 4,8 ohm icke åstadkom någon ändring i området. Ett införande av ett motstånd på 100 ohm medförde däremot en minskning av området.

Vid försök med manganin- och järntrådar, som införts, har detta till fullo bekräftats även för aceton. Dock bliva svängningarna vid inkopplat motstånd oroligare och resonanskurvorna flacka.

c) Elektrodernas betydelse för svängningsområdet framgår av trenne serier återgivna i fig. 9. Svängningsområdet synes bli

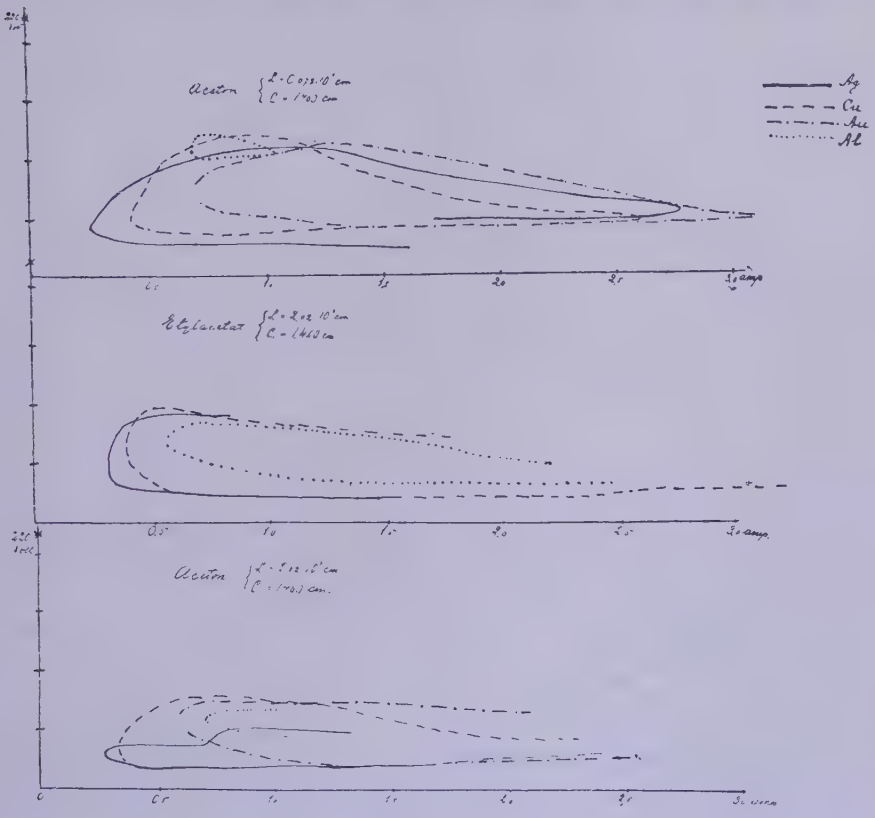



Fig. 9.

större och börja vid lägre strömstyrka ju bättre värmeledare elektroderna äro. Detta skulle möjligen förklara varför Svedberg, som i sina undersökningar sysslat med svag ström, funnit bågens stabilitet vara större för goda ledare än för sämre. Han kan sålunda för någon viss ström t. ex. ha befunnit sig långt in i Ag-området och i början av Cu-området, medan Al-området först börjar vid starkare ström. Och som redan nämnts, äro de svängningar man

erhåller vid svängningsområdenas vänstra gräns ganska nyckfulla. För strömstyrkor över 1,4 amp. däremot ge Ag och Cu, för vissa få fall även Al., fullt lika regelbunda svängningar, vilka jag i vissa fall kunnat följa till c:a 8 ampère. Att jag här avbrutit försöksserien, berodde uteslutande därpå, att vätskan kokade alltför häftigt.

Förutom de i diagrammen medtagna metallerna ha även Fe, Zn

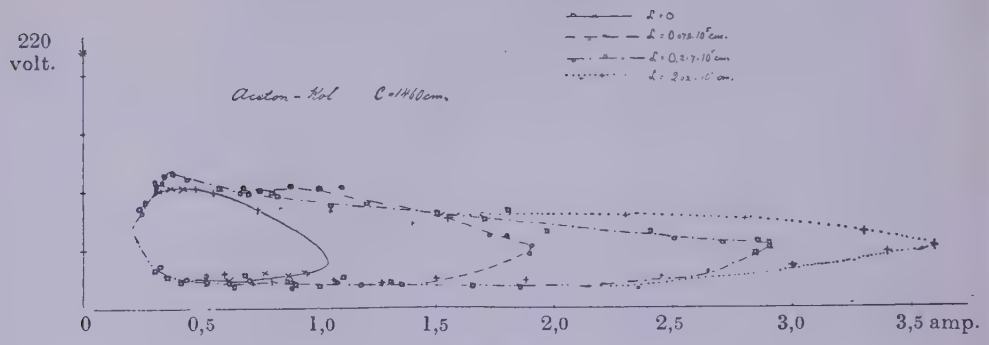



Fig. 10.

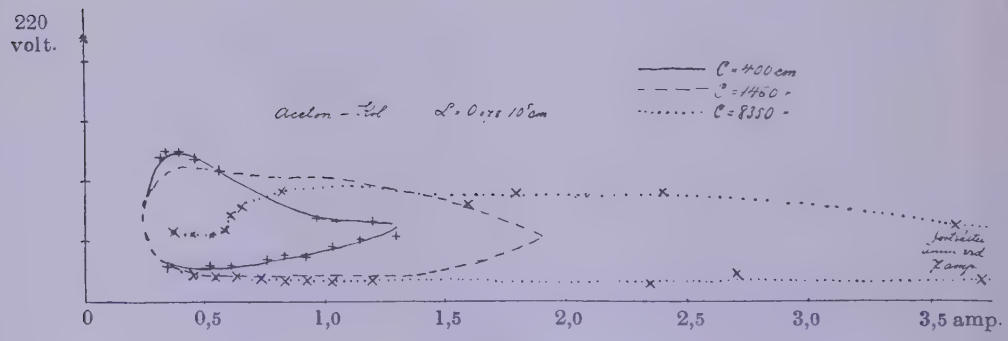



Fig. 11.

och Sn varit föremål för mina försök. Med Zn och Sn lyckades i intet fall få varaktiga svängningar, med Fe lyckades i några få fall. Då dessa emellertid voro ytterligt oroliga och ojämna, och då dessutom järnet visade en särskilt utpräglad benägenhet att redan vid svag ström bilda kolljusbåge, ha användbara mätningar kunnat utföras endast å Ag, Cu, Au och Al.

Då sålunda metaller med lägre värmeledningsförmåga än Al ej lämpa sig för dessa svängningar, överraskas man av den särställ-

ning kolet tycks intaga. Redan vid försöken med metallelektroder hade jag märkt, att så snart kolljusbåge bildats, flyttades gränspunkterna, särskilt $I''$, och detta alltid så, att området ökades. Jag har fördenskull med elektroder av homogenkol upptagit ett antal områden, av vilka några återfinnas i fig. 10 och 11.

Som synes, äro de områden, inom vilka kolljusbågen kan bringas att svänga, betydligt större än motsvarande för metaller. För-

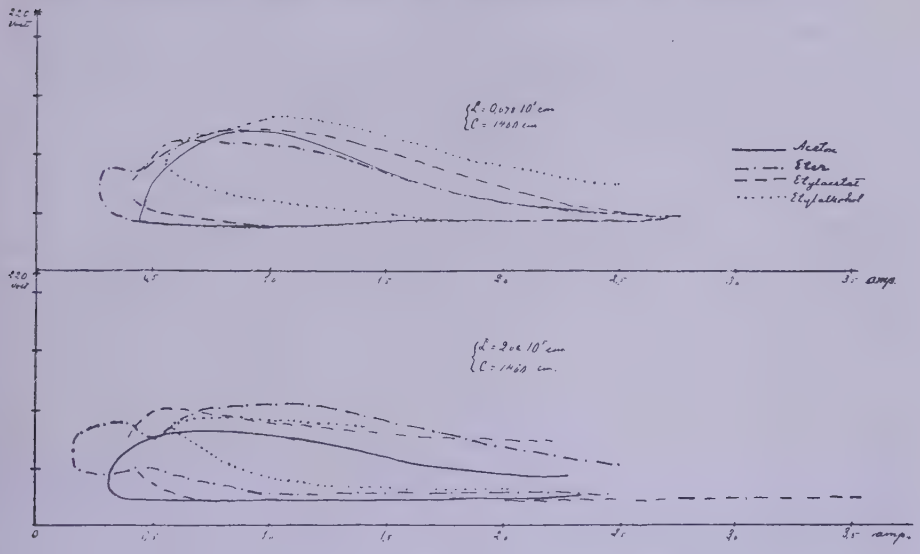


Fig. 12.

hållandet synes f. ö. mera överensstämma med ljusbågen i gaser. Kanske ligger förklaringen däri, att stora delar av elektroderna, på grund av kolets dåliga värmeledningsförmåga, äro glödande, så att härigenom vätskan aldrig når fram till bågen, vilken sannolikt brinner i en atmosfär av vätskeångans sönderdelningsprodukter (H, $CH_4$ m. m.), och denna i sin tur omgives av ett skyddande lager vätskeånga, färdigt att ersätta de bortgångna gaserna.

Kolljusbågen, som visserligen ger synnerligen kraftiga och lugna svängningar, har dock en olägenhet nämligen den att båglängden, på grund av den hastigt växande kolsvampen på elektroderna, är synnerligen svår att hålla konstant. Särskilt hastig är kolbildningen

i eter och aceton. Däremot synes områdets storlek endast obetydligt påverkas av vilken vätska, som användes.

d) Vätskan har däremot vid metallelektroder ett avgjort inflytande på svängningsområdet. Dessa synas i de flesta fall ordna sig i följande ordning: eter—aceton—etylacetat—alkohol (Fig. 12).

Som emellertid dessa s. k. svängningsområden äro beroende av en mångfald faktorer, vågar jag ur deras inbördes läge eller utseende ej draga några direkta slutsatser. För det fortsatta studiet av frekvens o. d. har jag därför satt som mitt mål att få bågen under sådana förhållanden, att såvitt möjligt endast en av dessa faktorer får variera, de övriga hållas konstanta.

KAP. III.

## Frekvensen.

### a) Den »beräknade» frekvensen.

Som i varje särskilt fall ljusbågsfrekvensen borde jämföras med svängningskretsens egensvängning, beräknad efter Thomsons formel, behövde denna först bestämmas.

Att med tillhjälp av kända formler beräkna $L$ och $C$ och så därur beräkna det svängningstal $n_0$, som skulle motsvara den Thomsonska formeln

$$n_0 = \frac{1}{2\,\pi\,\sqrt{L\,.\,C}},$$

låter sig knappast i detta fall göra med tillräcklig noggrannhet. Dels gälla nämligen dessa formler för självinduktion och kapacitet blott för svängningar av relativt låg frekvens, dels var svängningskretsens form, genom det i fig. 4 avbildade bågstativet och tilledningstrådarna till detsamma, så invecklad, att den ej lämpade sig för dylik beräkning.

Fördenskull bestämdes i stället $n_0$ experimentellt.

Försöksanordningen, som framgår av fig. 13, var följande:

Primärkretsen i ett induktorium $I$ matades med en 70 volts växelström på ung. 2,2 amp. Polerna till induktoriets sekundärkrets förbundos med var sin av bågstativets båda klämskruvar (se B i fig. 4). I bågstativet insattes tvenne zinkstavar, bildande en gniststräcka. Parallellt med denna gniststräcka, som vid försöken i allmänhet hölls ung. 4 mm. lång, kopplades den kombination av

$C_1$ och $L_1$, för vilken frekvensen skulle bestämmas. En resonanskrets 2, bestående av självinduktionen $L_2$ och vridkondensatorn $C_2$, var i lös koppling förbunden med svängningskretsen 1. $T$ är ett termokors, förbundet med en galvanometer $G$ av Deprez-d'Arsonvaltyp. Termokorset var gjort av järn- och konstantantrådar (diam. 0,02 mm.).

Genom att på vanligt sätt upptaga resonanskurvor erhölls det delstreck $\alpha_r$ på vridkondensatorn, som svarar mot resonans.

Vill man emellertid även ha ett mått på själva frekvensen, måste man känna värdet på $C_2$ och $L_2$. Vridkondensatorn var graderad så, att dess kapacitet var proportionelt mot gradtalet $\alpha$.

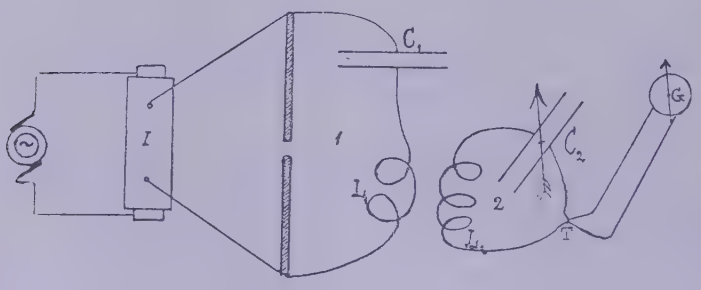



Fig. 13.

Värdet på $C_2$ beräknas således ur $\alpha_r$ med tillhjälp av den kända proportionalitetsfaktorn. Återstod således att bestämma $L_2$. För de större rullarna, n:r VI och VII, vilka f. ö. äro de i resonanskretsen mest använda, bestämdes självinduktionen i Wheatstones brygga medelst växelström och telefon. Som jämförelseinduktion användes en Wiens reglerbara självinduktion, vilken i sin tur graderats med en självinduktionsnormal.

De mindre rullarna jämfördes sedan med dessa och med varandra på följande sätt: I anordningen fig. 13 insattes t. ex. rullen n:r VI såsom $L_2$. $L_1$ och $C_1$ valdes så, att vridkondensatorn vid resonans stod inställd på ett relativt lågt gradtal $\alpha_1$. Med svängningskretsen oförändrad utbyttes sedan rullen VI mot en mindre rulle, n:r V. För att ånyo få resonans måste vridkondensatorn in-

ställas på ett annat gradtal $\alpha_2$. Som svängningskretsens frekvens ej ändrats, måste

$$L_V \cdot \alpha_2 \cdot = L_{VI} \cdot \alpha_1,$$

varur värdet på $L_V$ erhålles.

I de rullar, som använts, hade självinduktionen följande värden:

| N:r | VII | VI | V | IV | III | II | I |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $L \cdot 10^{-5}$ cm. | 41,95 | 5,53 | 2,02 | 0,808 | 0,217 | 0,078 | 0,051 |

Troligt är, att självinduktionskoefficienterna på detta sätt bli behäftade med fel. Detta fel kommer emellertid att sakna betydelse, enär det influerar lika mycket på såväl $n_0$ som $n$.

### Huvudströmmens inflytande på frekvensen.

När det gällde övergå till själva ljusbågens frekvens, ändrades försöksanordningen så tillvida, att induktoriet utbyttes mot en likströmsspänning på 220 volt, varjämte i huvudledningen, såsom i fig. 4, inkopplades reglerbara motstånd $R$, Drosselspolar $D$ och ampèremetern $A$. Bågstativet $B$ nedsänktes i en bägare, som kunde fyllas med den vätska undersökningen gällde. Försöksanordningen var m. a. o. den i fig. 4, blott att varmtrådsampèremetern $H$ borttagits.

För bestämmande av huvudströmmens inflytande på frekvensen ha vid konstant båglängd resonanskurvor upptagits vid olika strömstyrkor i huvudledningen.

Som emellertid elektrodavståndet genom metallens förstoftning kontinuerligt ökas, måste upptagandet av en dylik resonanskurva ske snabbt. Sedan den upptagits, kontrollerades därför båglängden omedelbart dels på ampèremetern, dels genom elektrodernas sammanskruvande med mikrometerskruven.

Resultaten för en Cu-ljusbåge i etylacetat äro angifna i fig. 14, där strömstyrkan i huvudledningen är avsatt som abscissa, medan som ordinata avsatts det mot resonans svarande gradtalet $\alpha_r$ på vridkondensatorn.

För strömstyrkor, lägre än de i kurvan medtagna, voro svängningarna ytterligt oroliga, eller existerade de endast för kortare båglängd. I diagrammet har även införts det mot svängningskretsens egensvängning svarande $\alpha_r$.

De på detta sätt upprättade kurvorna ha emellertid omräknats så, att man erhållit svängningstalet som ordinata. Redan på fig. 14 synes dock, att svängningstiden minskar, då huvudströmmen $i_0$ ökas, ett resultat, som står i öfverensstämmelse med vad Granqvist funnit för kolljusbågen i luft, och vad Rönnholm funnit för kopparljusbågen i eter.

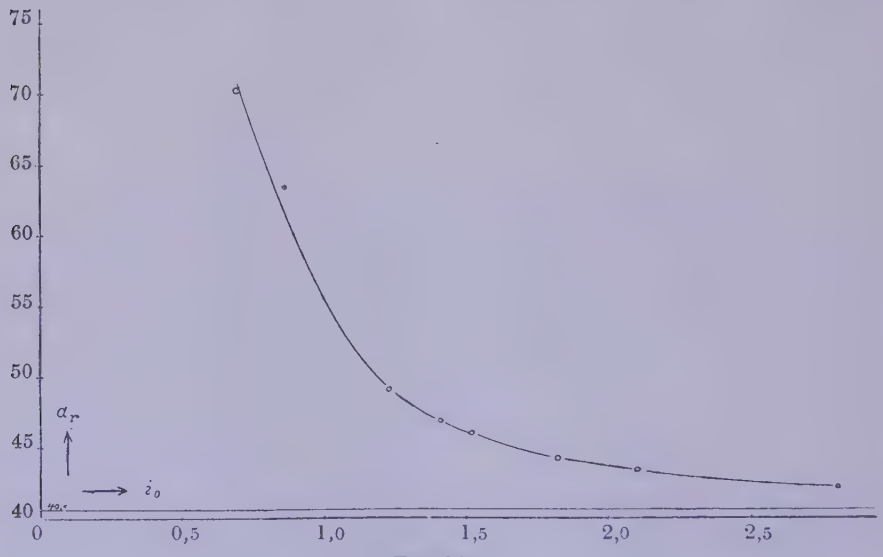



Fig. 14.

Teorien säger ju även, att om $i_0$ ökas, måste $T_2$, och följaktligen även $T$, minska.

För stora $i_0$ närmar sig svängningstalet det, som motsvarar kretsens egensvängning, utan att dock nå upp till detta värde.

### Elektrodmaterialets inflytande på frekvensen.

Svängningsområdets storlek och form äro som såväl Rönnholm som jag visat avsevärt beroende av den metall, mellan vilken ljusbågen får utbildas. Vidare finner Rönnholm, att, om man utbyter

Cu-elektroderna mot t. ex. Al, detta i ett fall icke åstadkommer någon ändring i frekvensen, i ett annat endast obetydligt sänker denna. Då detta måste stå i strid mot den stora betydelse GRANQVIST[1] tillmätt elektrodernas värmeledningsförmåga, och då RÖNNHOLMS observationsmaterial i denna punkt är obetydligt, har jag företagit en närmare undersökning över frekvensens beroende av elektrodmaterialet.

Som vätska användes härvid etylacetat, emedan bågen i denna brinner relativt lugnt och jämnt, och ej heller kolbågsbildningen här är så stark som hos eter och aceton. Försöksserier gjordes på ovan angivet sätt med elektroder av Ag, Cu, Au, Al och C.

Tab. 2—5 angiva de erhållna resultaten. Förutom "gnistfrekvensen" $n_0$ har även angivits ett approximativt värde på det av WAGNER använda "karakteristiska motståndet" $\varrho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$. $i_0$ är huvudströmmens styrka och $\alpha_r$ är vridkondensatorns inställning för maximiutslag på galvanometern.

Tab. 2 (fig. 15).

$n_0 = 5{,}497 \cdot 10^5$; $\rho = 670$; $L_2 = 0{,}808 \cdot 10^5$ cm.

| Ag | | | | Cu | | | | Au | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10^{-5}$ |
| 0,10 | 0,73 | 98,5 | 5,006 | 0,10 | 0,65 | 102,5 | 4,908 | 0,10 | 0,60 | (100) | (4,969) |
| | 0,86 | 92,5 | 5,176 | | 0,73 | 96,3 | 5,063 | | 0,67 | 97 | 5,045 |
| | 0,91 | 90,5 | 5,223 | | 0,74 | 96,7 | 5,053 | | 0,90 | 90,0 | 5,237 |
| | 0,96 | 89,7 | 5,246 | | 0,88 | 90,6 | 5,220 | | 1,05 | 87,5 | 5,312 |
| | 1,32 | 86,4 | 5,345 | | 0,98 | 88,3 | 5,288 | | 1,06 | 88 | 5,297 |
| 0,10 | 1,48 | 85 | 5,389 | | 1,06 | 87,2 | 5,321 | | 1,20 | 85,5 | 5,374 |
| | | | | | 1,20 | 86,4 | 5,345 | | 1,30 | 86 | 5,358 |
| Al | | | | | 1,46 | 85,0 | 5,389 | 0,10 | 1,7 | 84,2 | 5,415 |
| oroliga svängn., | | | | | 1,77 | 83,8 | 5,428 | | | | |
| omöjliga att mäta. | | | | | 2,15 | 83,0 | 5,454 | | | | |
| | | | | 0,10 | 2,56 | 83,2 | 5,447 | | | | |

[1] GRANQVIST, Nova acta reg. Soc. sc. Ups. (3) Vol. 20: 11 (1903).

## Tab. 3 (fig. 16).

$n_0 = 2{,}984 \cdot 10^5$; $\rho = 360$; $L_2 = 5{,}53 \cdot 10^5$ cm.

| Ag | | | | Cu | | | | Au | | | | Al | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ |
| 0,10 | 0,75 | 74 | 2,208 | 0,10 | 0,69 | 72 | 2,239 | 0,10 | 0,8 | (58) | (2,494) | 0,6 | 0,75 | 54 | 2,585 |
| | 0,87 | 68,5 | 2,295 | | 0,85 | 62,6 | 2,401 | | 0,93 | 56,5 | 2,527 | | 0,86 | 52 | 2,634 |
| 0,20 | 0,90 | 66 | 2,338 | | 1,00 | 56,0 | 2,538 | | 1,03 | 50,0 | 2,686 | | 1,1 | 48 | 2,741 |
| 0,30 | 0,95 | 64 | 2,374 | | 1,23 | 49,1 | 2,711 | | 1,40 | 46 | 2,800 | | 1,3 | 46 | 2,800 |
| | 1,18 | 51,5 | 2,647 | | 1,41 | 46,9 | 2,773 | | 1,50 | 44,5 | 2,847 | | 1,6 | 42 | 2,931 |
| | 1,38 | 49 | 2,713 | | 1,52 | 46,0 | 2,800 | | 2,00 | 43 | 2,896 | 0,6 | 2,2 | 41 | 2,966 |
| 0,30 | 1,53 | 47 | 2,770 | | 1,82 | 44,2 | 2,857 | 0,10 | 2,65 | 42,5 | 2,914 | | | | |
| | | | | | 2,1 | 43,4 | 2,883 | | | | | | | | |
| | | | | 0,10 | 2,8 | 42,2 | 2,924 | | | | | | | | |

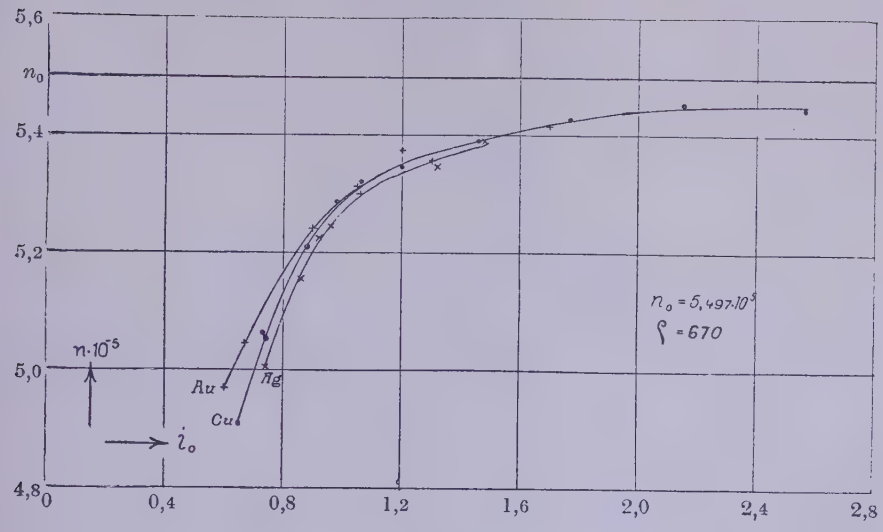

5,6
$n_0$
5,4
5,2
5,0
4,8
$n \cdot 10^5$
$i_o$
Au
Ag
Cu
$n_0 = 5,497 \cdot 10^5$
$\varsigma = 670$
0
0,4
0,8
1,2
1,6
2,0
2,4
2,8

Fig. 15.

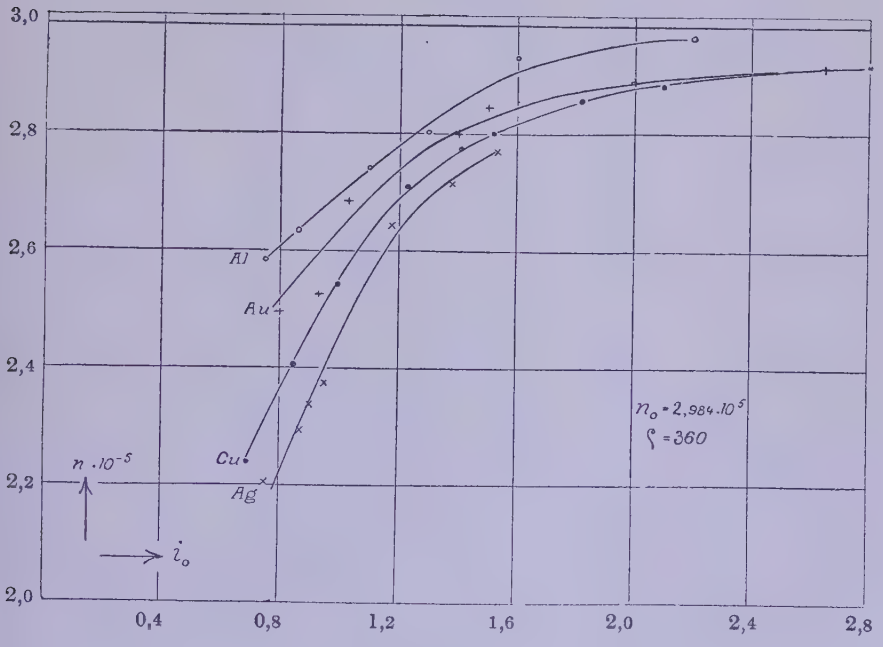

3,0
2,8
2,6
2,4
2,2
2,0
Al
Au
Cu
Ag
$n \cdot 10^{-5}$
$i_o$
$n_0 = 2,984 \cdot 10^5$
$\varsigma = 360$
0,4
0,8
1,2
1,6
2,0
2,4
2,8

Fig. 16.

## Tab. 4 (fig. 17).

$n_0 = 1{,}177 \cdot 10^5$; $\rho = 145$; $L_2 = 41{,}9 \cdot 10^5$ cm.

| Ag | | | | Cu | | | | Au | | | | Al | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10{-}5$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10{-}5$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10{-}5$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10{-}5$ |
| 0,10 | 0,82 | 72 | 0,813 | 0,10 | 0,82 | 57,5 | 0,909 | 0,10 | 0,63 | (62) | (0,876) | 0,1 | 0,72 | (48) | (0,995) |
| | 0,85 | 70 | 0,824 | | 1,01 | 52,0 | 0,956 | | 0,93 | (51) | (0,966) | | 0,95 | 43 | 1,052 |
| | 1,03 | 59,5 | 0,894 | | 1,28 | 47,0 | 1,006 | | 1,04 | 49 | 0,985 | | 1,18 | 39 | 1,104 |
| | 1,12 | 55,8 | 0,923 | | 1,45 | 44,4 | 1,035 | | 1,10 | 48 | 0,995 | | 1,45 | 37,5 | 1,126 |
| | 1,31 | 52,0 | 0,956 | | 2,2 | 39,3 | 1,100 | | 1,20 | 46,5 | 1,011 | | 1,9 | 35,5 | 1,157 |
| | 1,65 | 46,7 | 1,009 | | 3,0 | 37,3 | 1,129 | | 1,31 | 44,5 | 1,034 | | 2,6 | 35 | 1,166 |
| | 2,43 | 41,7 | 1,068 | | 3,8 | 36,2 | 1,146 | | 2,1 | 39,5 | 1,097 | | | | |
| 0,10 | 2,8 | (40) | (1,090) | 0,10 | 5,0 | 35,4 | 1,159 | 0,10 | 2,5 | 38 | 1,119 | 0,2 | | | |

Tab. 5.

$n_0 = 3{,}439 \cdot 10_5$; $\rho = 50$; $L_2 = 5{,}53 \cdot 10^5$ cm.

| Cu | | | | Au | | | | Al | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10-5$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10-5$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n\ 10-5$ |
| 0,2 | 1,1 | 60 | 2,45 | 0,2 | 1,7 | 52 | 2,64 | 0,2 | 1,2 | 44 | 2,86 |
| | 1,3 | 56 | 2,54 | | 2,0 | 51 | 2,66 | | 1,9 | 39 | 3,04 |
| | 2,7 | 44,5 | 2,85 | | 2,3 | 48,5 | 2,73 | | 3,0 | 35 | 3,21 |
| | 3,3 | 42 | 2,93 | | 3,0 | 44 | 2,86 | | | | |
| | 4,2 | 36 | 3,17 | | | | | | | | |

Grafiskt är sambandet mellan $i_0$ och $n$ angivet i fig. 15—17.

Av dessa diagram framgår med stor tydlighet, att frekvensen för samtliga undersökta metaller ökar, då $i_0$ ökas. Denna ökning sker till en början hastigt, sedan långsammare, varvid frekvensen mer eller mindre närmar sig det värde $n_0$, som svarar mot svängningskretsens egensvängning. I intet av de undersökta fallen når frekvensen dock upp till detta värde.

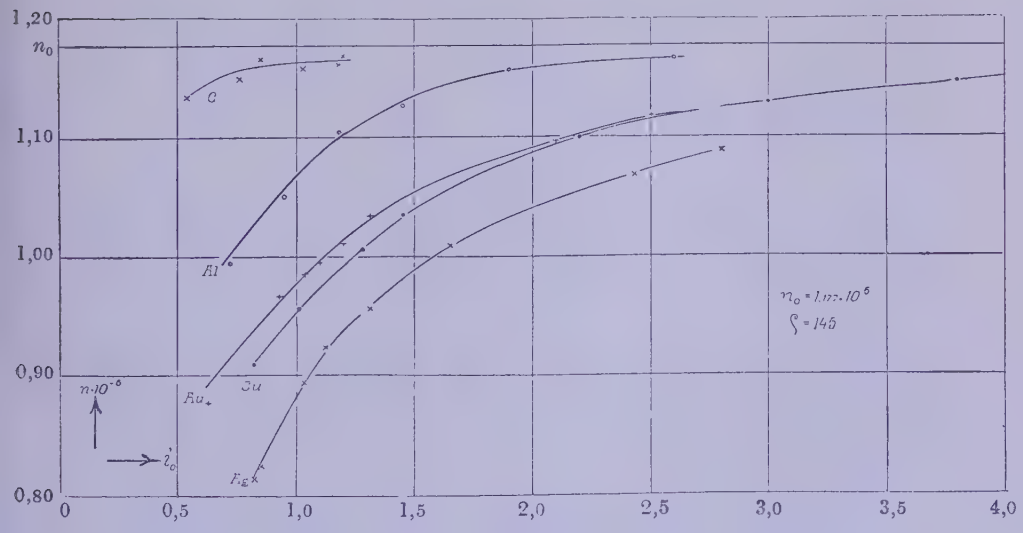



Fig. 17.

Vidare äro kurvorna på samtliga diagram ordnade i samma ordning som elektrodmaterialets värmeledningsförmåga, nämligen Ag — Cu — Au — Al — C och detta så, att för samma $i_0$ den bättre värmeledaren ger den minsta frekvensen. Kurvorna förlöpa i huvudsak parallellt med varandra. Ett undantag härifrån utgör Au-kurvan, som visar benägenhet att vid en relativt hög strömstyrka skära Cu-kurvan.

Förklaringen härtill vill jag söka däruti att, medan Ag och Cu na ungefär samma relativt små negativa temperaturkoefficienter för värmeledningsförmågan, har Au en positiv sådan, vilken i vissa fall, särskilt om spår av föroreningar finnas, kan nå ganska betydande värden. Sålunda ha Jäger o. Diesselhorst[1] i några undersökta fall funnit nämnda temp. koeff. vara för Ag — 0,17, för Cu — 0,12 till — 0,26, medan den för ett guldpreparat uppgick till + 1,24. I så fall skulle guldets värmeledningsförmåga vid en högre strömstyrka, vilket motsvarar högre temperatur hos elektroderna, kunna nå samma värden som kopparns vid samma temperatur.

Huru skall man då förklara hurusom, vid oförändrad strömstyrka, svängningstalet minskar — d. v. s. tiden $T$ ökar — så snart elektrodernas värmeledningsförmåga ökas?

Som svängningstiden är betydligt större än egensvängningstiden, böra svängningarna i bågen vara av andra svängningstypen. En ökning av värmeledningsförmågan skulle således, under i övrigt oförändrade förhållanden, resultera i en ökning av den släckta perioden $T_2$. Bågens återtändning vid slutet av perioden $T_2$ är till stor del bestämd av tändningspotentialen $e_z$. Denna i sin tur bestämmes i främsta rummet av antalet ioner, som i tändningsögonblicket finnas i rummet mellan elektroderna.

Då bågen brinner, utsändas ständigt från den glödande katodytan elektroner, vilkas antal är större desto större den glödande katodytan är, och desto högre dess temperatur. Det är dessa elektroner, som ionisera bågsträckan. Alltså, ju fler elektroner, desto mindre motstånd i bågen.

[1] Jäger o. Diesselhorst, Wissensch. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt *3*, 270 (1900).

Då bågen släcks, upphör ionvandringen, katoden börjar avkylas, och de utsända elektronernas antal avtar. Det är då uppenbart att, om bågen vore i tillfälle att återtändas omedelbart efter slocknandet. härför skulle erfordras en relativt låg spänning, enär bågsträckan då ännu ej hunnit nämnvärt avioniseras. Ju längre emellertid bågen förblir släckt, desto mer hinner katoden avkylas. Värdet på tändningspotentialen stiger således som en funktion av tiden. Antag, att denna tändningskurva ser ut som i fig. 18, där tiden avsatts som abscissa och spänningen som ordinata. Då bågen i punkten $A$ (se fig.) slocknar, börjar tändningskurvan stiga samtidigt

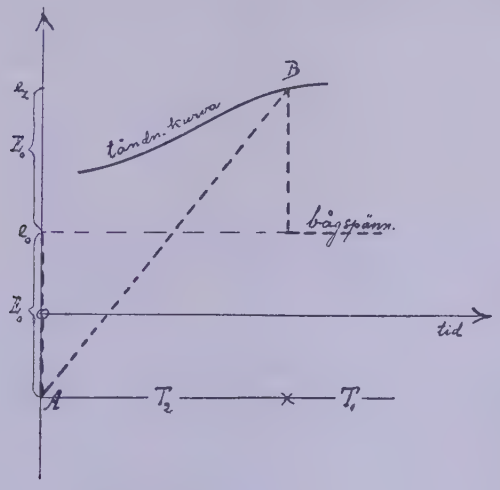



Fig. 18.

med att kondensatorn börjar uppladdas efter linjen $AB$. Det blir en "kapplöpning" mellan de båda linjerna. I punkten $B$ når kondensatorspänningen tändningspotentialen, bågen tänds ånyo, och perioden $T_2$ är slut.

Vi hava redan sett, att en minskning av $i_0$ medför förlängning av $T_2$. Linjen $AB$ har då en svagare lutning. Detsamma blir förhållandet, om $C_1$ ökas. Skärningspunkten mellan de båda kurvorna kommer även att ligga längre åt höger, om man i stället kunde öka lutningen på tändningskurvan. Men, detta sker just genom att hastigare minska elektronemissionen från katoden, vilket i sin tur bäst åstadkommes genom snabbare avkylning av katoden. Men, ju

bättre värmeledare katoden är, desto hastigare bör den avkylas. Tändningskurvan bör således för en bättre ledare t. ex. silver ändra utseende, vara brantare än för en sämre ledare t. ex. aluminium. $T_2$ blir således längre för Ag än för Al, d. v. s. Ag-elektroder ge en lägre frekvens än Al vid samma strömstyrka, vilket också till fullo överensstämmer med de erhållna resultaten.

I ovanstående försöksserie ha båda elektroderna varit av samma material. Den angivna förklaringen av resultaten visar dock, att det i främsta rummet är katodmaterialet, som är det bestämmande, att anodmaterialet är av underordnad betydelse. Fördenskull har jag även företagit en försöksserie, där ena elektroden varit Ag, den andra Al.

Resultaten framgå av tab. 6.

Tab. 6.

$n_0 = 1{,}177.10^5$; $\rho = 145$ $L_2 = 41{,}95.10^5$ cm.

| $\frac{Al-}{Ag+}$ | | | $\frac{Al+}{Ag-}$ | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i_0$ | $a_T$ | $n.10^{-5}$ | $i_0$ | $a_T$ | $n.10^{-5}$ |
| 0,98 | 44,5 | 1,034 | 0,93 | (62) | 0,876 |
| 1,00 | (44) | 1,040 | 1,03 | (58,5) | 0,931 |
| 1,13 | (41) | 1,077 | 1,18 | (57) | 0,913 |
| 1,25 | 40 | 1,090 | 1,55 | 44,5 | 1,034 |
| 1,4 | 40 | 1,090 | | | |
| $\frac{Ag+}{Al-}$ | | | $\frac{Ag-}{Al+}$ | | |
| 0,93 | 41 | 1,077 | 0,85 | (63) | 0,869 |
| 1,03 | (40) | 1,09 | 1,03 | 55 | 0,930 |
| | | | 1,13 | (54) | 0,938 |

Alla de bågar, där Al ingår, vare sig som katod eller anod utmärka sig dock för Al-bågens stora orolighet. Trots detta framgår dock tydligt, om tab 6 jämföres med diagrammen i fig. 17, att det är *katod*-materialet, som bestämmer frekvensen.

Kontrollförsök med katodens och anodens plats omkastade gav samma resultat.

Frekvensen har även för olika strömstyrkor bestämts för elektroder av homogenkol. Av tab. 7, som anger resultatet, framgår: att frekvensen för kolljusbåge, i överensstämmelse med dess ringa värmeledningsförmåga, är väsentligt högre än för metalljusbågen, att frekvensens ändring med strömstyrkan är mindre, samt att frekvensen i allmänhet når upp till gränsvärdet $n_0$. Detta synes inträffa för olika $\lambda$ vid $I'$-kurvan, som i så fall skulle motsvara GRANQVISTS "gränskurva" för bågen i luft.

Tab. 7.

Etylacetat — Kol.

| $n_0 = 5{,}497.10^5$; $\rho = 670$; | | | | $n_0 = 2{,}984.10^5$; $\rho = 360$ | | | | $n_0 = 1{,}177.10^5$; $\rho = 145$ | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n.10^{-5}$ |
| 0,4 | 0,49 | 84 | 5,42 | 0,4 | 0,51 | 44 | 2,86 | 0,1 | 0,54 | (37) | 1,13 |
| » | 0,60 | 83,5 | 5,44 | » | 0,71 | 41,5 | 2,95 | | 0,76 | 36 | 1,14 |
| » | 0,69 | 83,5 | 5,44 | » | 0,96 | 42 | 2,93 | | 0,85 | 35 | 1,17 |
| » | 0,91 | 82,5 | 5,47 | » | 1,11 | 40,5 | 2,98 | | 1,03 | 35,5 | 1,16 |
| » | 1,04 | 83 | 5,45 | 0,5 | 0,97 | 42,5 | 2,91 | | 1,18 | 35,3 | 1,16 |
| » | 1,11 | 82 | 5,49 | » | 1,24 | 41 | 2,96 | 0,2 | 1,20 | 35,0 | 1,17 |
| 0,6 | 1,11 | 83 | 5,45 | 2,0 | 2,6 | 40 | 3,00 | | | | |
| » | 1,26 | 81,5 | 5,495 | 2,4 | 1,6 | 44,5 | 2,85 | | | | |
| | | | | » | 2,1 | 42 | 2,93 | | | | |

## Vätskans inflytande på frekvensen.

Om sålunda elektrodmaterialet visar sig vara av ganska stor betydelse ej blott för svängningarnas stabilitet, utan även för deras frekvens, är det sannolikt, att det medium, vari bågen får brinna, även bör hava sin betydelse.

Frekvensen har fördenskull bestämts för en Cu-ljusbåge av 0,1 mm:s längd i olika vätskor. De vätskor, som undersökts, äro eter, etylacetat, etylalkohol och aceton. Försök ha även anställts med

metylalkohol och dest. vatten, i vilka även svängningar kunde erhållas. Då dessa emellertid voro ytterligt oroliga, och då dessutom förhållandet komplicerades därav, att dessa vätskor avsevärt ledde elektriska strömmen, ha inga mätningar utförts med desamma.

Resultaten, som framgå av tab. 8—10, äro grafiskt framställda i fig. 19—21.

Tab. 8 (fig. 19).

$n_0 = 5{,}497 \cdot 10^5$; $\rho = 670$; $L_2 = 0{,}808 \cdot 10^5$ cm.

| Etylalkohol | | | Etyleter | | | Aceton | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ |
| 0,75 | 96,4 | 5,061 | 0,61 | (101) | 4,944 | 0,85 | 90,5 | 5,223 |
| 0,80 | 93,5 | 5,139 | 0,79 | 92,5 | 5,176 | 0,95 | 87,7 | 5,306 |
| 0,90 | 90,7 | 5,217 | 0,82 | 91,5 | 5,199 | 1,09 | 86,8 | 5,333 |
| 1,00 | 88,8 | 5,273 | 0,98 | 87,0 | 5,327 | 1,20 | 85,8 | 5,364 |
| 1,20 | 86,5 | 5,342 | 1,06 | 87,0 | 5,327 | 1,3 | 84,8 | 5,396 |
| — | — | — | 1,15 | 85,5 | 5,374 | 1,4 | 84,5 | 5,405 |
| — | — | — | 1,27 | 84,4 | 5,408 | — | — | — |
| — | — | — | 1,39 | 84,2 | 5,415 | — | — | — |
| — | — | — | 1,7 | 83,5 | 5,437 | — | — | — |

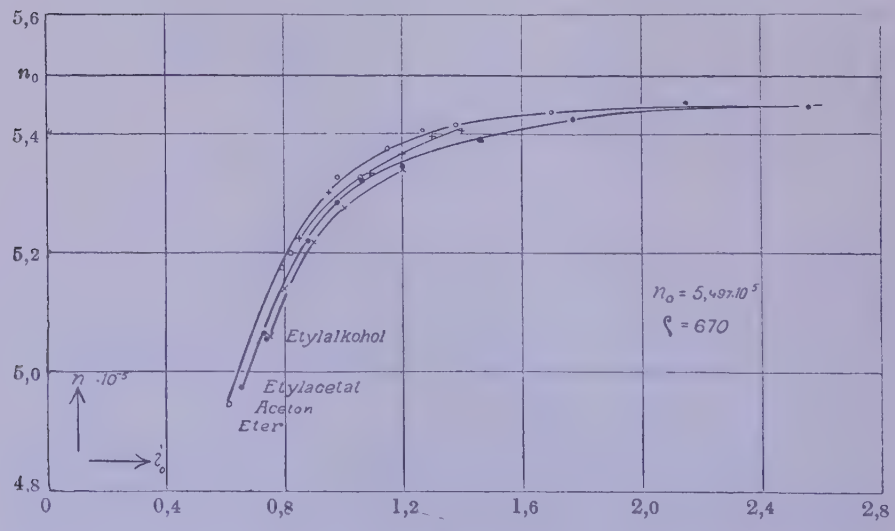



Fig. 19.

## Tab. 9 (fig. 20).

$n_0 = 2{,}984 \cdot 10^5$; $\rho = 360$; $L_2 = 5{,}53 \cdot 10^5$ cm.

| Etylalkohol | | | Etyleter | | | Aceton |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | |
| 0,65 | 83 | 2,085 | 0,68 | 68,5 | 2,295 | Stark kolbågebildning omöjliggjorde mätningar. |
| 0,78 | 69,4 | 2,280 | 1,00 | 54,6 | 2,570 | |
| 0,80 | 70 | 2,270 | 1,05 | 53,2 | 2,604 | |
| 0,90 | 63,5 | 2,384 | 1,18 | 49,4 | 2,702 | |
| 0,94 | 60 | 2,452 | 1,24 | 48,7 | 2,722 | |
| 1,12 | 52,3 | 2,626 | 1,37 | 47,0 | 2,770 | |
| 1,36 | 48 | 2,741 | 1,62 | 45,0 | 2,831 | |
| 1,45 | 47,5 | 2,756 | 2,15 | 43,0 | 2,896 | |
| 1,6 | (45,5) | — | 2,57 | (43) | 2,9 | |
| gräns för kolbåge | | | — | — | — | |

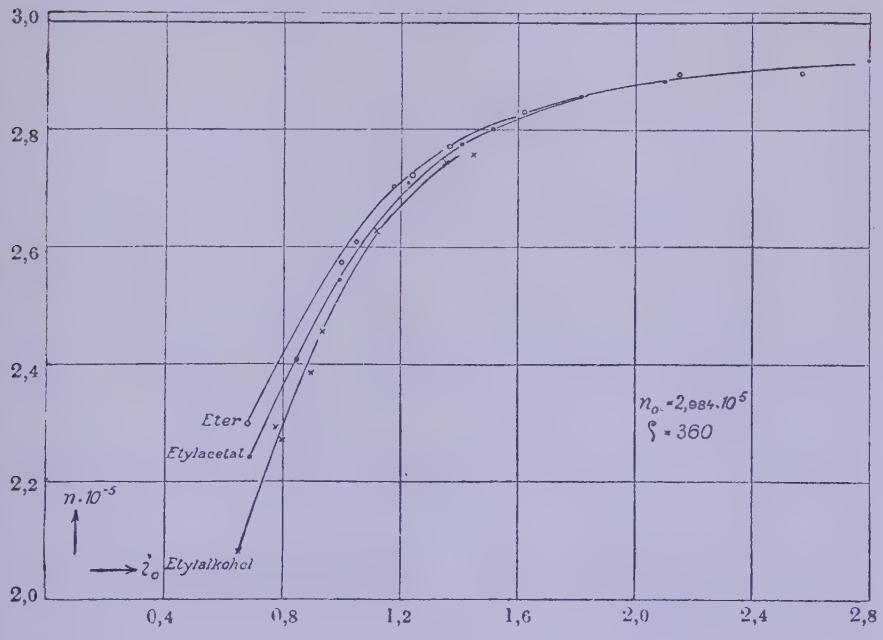



Fig. 20.

Tab. 10 (fig. 21).

$n_0 = 1{,}177 \cdot 10^5$; $\rho = 145$; $L_2 = 41{,}95 \cdot 10^5$ cm.

| Etylalkohol | | | Etyleter | | | Aceton | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ |
| 0,92 | 59,6 | 0,893 | 0,83 | 53 | 0,947 | 0,97 | 51,0 | 0,966 |
| 1,00 | 54,0 | 0,938 | 1,02 | 50 | 0,975 | 1,22 | 46,0 | 1,017 |
| 1,22 | 49,0 | 0,985 | 1,04 | 48,8 | 0,987 | 1,30 | 45,5 | 1,022 |
| 1,30 | 47,6 | 1,000 | 1,30 | 44,9 | 1,029 | 1,43 | 44,0 | 1,040 |
| 1,41 | 46,5 | 1,012 | 1,35 | 44,5 | 1,033 | 1,8 | 41,0 | 1,077 |
| 1,60 | 44,0 | 1,040 | 1,75 | 41,4 | 1,072 | 2,4 | 38,5 | 1,111 |
| 1,82 | 42,0 | 1,064 | 2,4 | 39,1 | 1,103 | 3,1 | 37,3 | 1,129 |
| 2,00 | 41,0 | 1,077 | — | — | — | — | — | — |
| 2,4 | 39,3 | 1,100 | — | — | — | — | — | — |

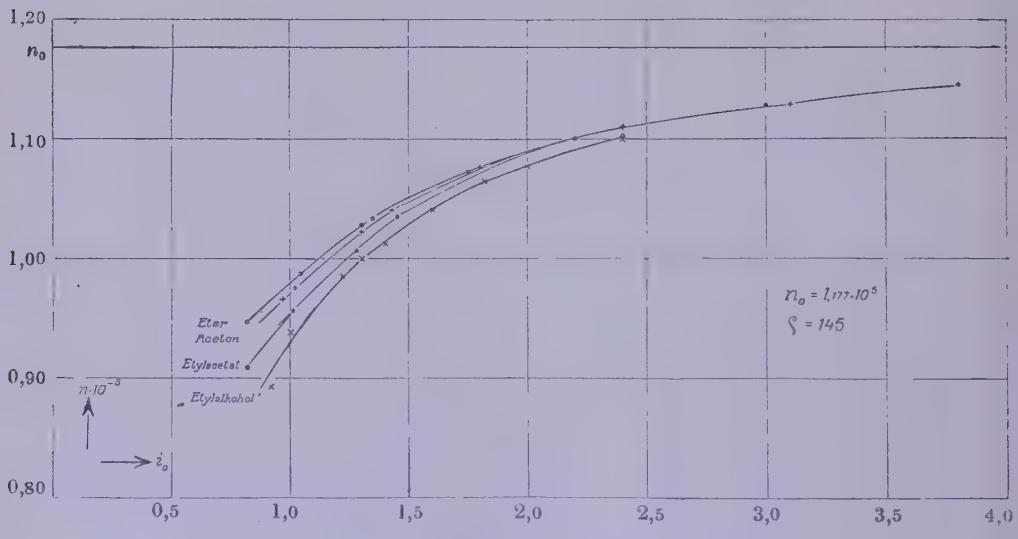



Fig. 21.

Resultaten visa, att vätskans beskaffenhet på långt när ej spelar samma stora roll för frekvensen som elektrodmaterialet. Sålunda synes frekvensen för starkare strömstyrkor vara tämligen oberoende av, vilken av de undersökta vätskorna, som användes. För svagare strömmar framträder däremot en viss åtskillnad. De olika

vätskorna ordna sig därvid i följande ordning: eter, aceton, etylacetat, etylalkohol, och detta så, att eter svarar mot den högre frekvensen, det mindre $T_2$. I jämförelse med metallerna skulle sålunda eter motsvara den sämre ledaren, etylalkohol den bättre.

Som elektrodmaterialets värmeledningsförmåga visade sig vara det bestämmande för de olika metalljusbågarna, bör det ligga närmast till hands att även granska de undersökta vätskornas avkylande förmåga.

Benedicks[1] har visat, att en vätskas avkylande förmåga bestämmes av vätskans ångbildningsvärme, förutsatt att den kropp, som skall avkylas, har en temperatur, som ligger högre än vätskans kokpunkt.

Konstanterna för de här undersökta vätskorna äro:

| | ångb.-värme | totala å. b. v. | kokpkt |
|---|---|---|---|
| Etyleter | 90 | 107 | 35° |
| Etylacetat | 88 | 155 | 77° |
| Aceton | 125 | 155 | 56° |
| Etylalkohol | 205 | 254 | 78° |

Emellertid har Benedicks företagit sina undersökningar med temperaturer, som visserligen överstigit vätskornas kokpunkter, men ändock voro relativt låga.

I den ljusbåge däremot, varom här är frågan, är temperaturen sannolikt så hög, att den bildade ångan omedelbart kemiskt sönderdelas. I så fall bör vätskans avkylande förmåga till större delen bero på sönderdelningsprocessen, vars inflytande åter sannolikt bestämmes av "sönderdelningsvärmet", möjligen även av sönderdelningsprodukternas fysiska egenskaper.

Skulle de sistnämnda spela någon roll, förtjänar nämnas, att Truchot[2] funnit att, då en elektrisk gnista får slå igenom en syre-

[1] Benedicks, Journ. of the iron a. steel Inst. *77*, 153 (1908).
[2] Truchot, Ber. d. d. Chem. Ges. *10*, 900 (1877).

haltig organisk vätska, alltid bildas samma sönderdelningsprodukter nämligen $H_2$, $CH_4$, $C_2H_2$, $C_2H_4$ och CO.

Då emellertid vid svagare ström vätskorna med avseende på frekvensen just synas ordna sig i samma ordning som ångbildningsvärmet fordrar, är det möjligt, att vid den lägre temperatur, som motsvarar svagare ström, ångbildningsprocessens inflytande ännu ej helt undanträngts av sönderdelningsprocessens.

Vid en kolljusbåge, där stora delar av elektroderna redan vid svag ström äro glödande, förhåller sig frekvensen som vid metallljusbågen för starkare ström, d. v. s. frekvensen blir densamma för alla fyra vätskorna. (Tab. 11.)

Tab. 11.

$n_0 = 1{,}177 \cdot 10^5$; $\rho = 145$; $L_2 = 41{,}95 \cdot 10^5$ cm.

*Kol.* $\lambda = 0{,}1$ mm.

| Etylalkohol | | | Etylcetat | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ |
| 0,54 | 37 | 1,13 | 0,35 | (42) | 1,06 |
| 0,74 | 36 | 1,15 | 0,54 | (37) | 1,13 |
| 1,05 | 36 | 1,15 | 0,76 | 36 | 1,15 |
| 1,22 | 35,5 | 1,16 | 0,85 | 35 | 1,17 |
| | | | 1,03 | 35,5 | 1,16 |
| | | | 1,20 | 35,0 | 1,17 |
| Etyleter | | | Aceton | | |
| 0,62 | 36 | 1,15 | 0,74 | 36 | 1,15 |
| 1,15 | 35 | 1,17 | 1,05 | 35,5 | 1,16 |
| 1,20 | 35 | 1,17 | 1,23 | 35 | 1,17 |

### Båglängdens inflytande på frekvensen.

Samtliga föregående försök ha utförts med konstant båglängd, så vitt möjligt vid $\lambda = 0{,}10$ mm.

För att emellertid utröna, vad inverkan båglängden kan hava på frekvensen, ha bestämningarna av frekvensens ändring med strömstyrkan upprepats för olika $\lambda$. Det visar sig dock att, särskilt för svaga strömmar, det område, inom vilket båglängden kan variera,

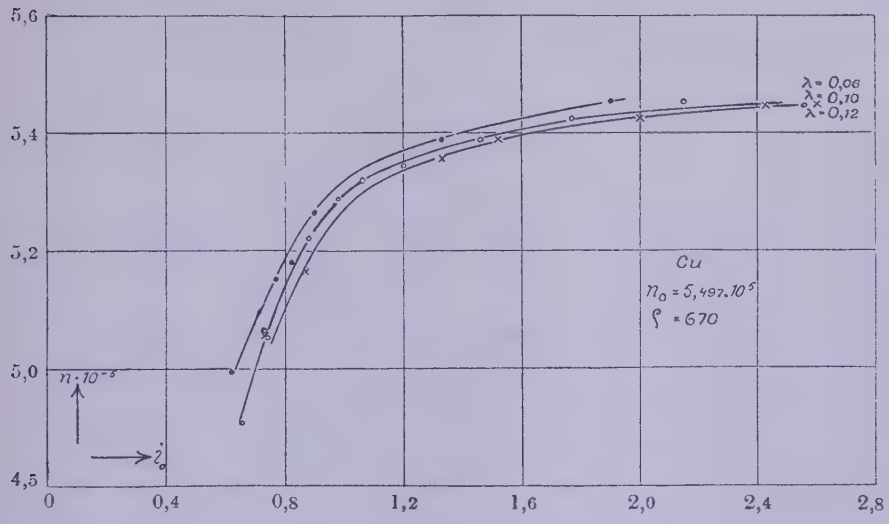



Fig. 22.

utan att svängningarna bli allt för oroliga, är synnerligen litet. Det befanns även, att ändringarna i frekvens för dylika obetydligare ändringar i båglängden i allmänhet voro så små, att de så gott som föllo inom felgränserna.

Fig. 22 och 23 åskådliggöra dock två fall, där båglängdens betydelse för frekvensen tydligt framgår. Fig. 23 är dock uppgjord för en första överton.

Av diagrammen framgå, att frekvensen, för oförändrat $i_0$, ökar, då båglängden minskas. Denna ökning synes vara större för mindre strömstyrkor än för större.

För $\lambda = 0{,}1$ mm gav kolbågen samma frekvens för alla vätskorna.

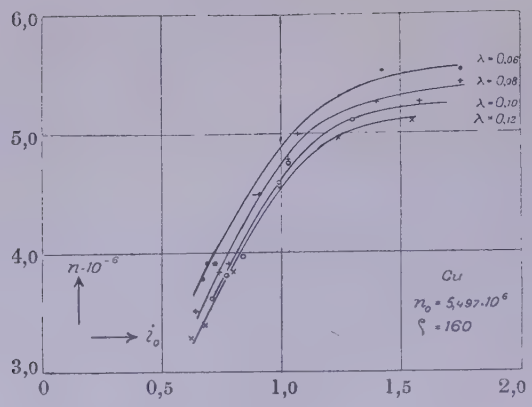



Fig. 23.

## Tab. 12 (fig. 23).

$n_0 = 1{,}177 \cdot 10^5$; $\rho = 150$;

| Etylalkohol | | | | Etylacetat | | | | Eter | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ | $\lambda$ | $i_0$ | $a_r$ | $n \cdot 10^{-5}$ |
| 0,1 | 0,74 | 36 | 1,15 | 0,1 | 0,75 | 36 | 1,15 | 0,2 | 0,74 | 39 | 1,10 |
| 0,3 | » | 36 | 1,15 | 0,4 | 0,74 | 36 | 1,15 | 0,3 | » | 41 | 1,08 |
| 0,4 | » | 37,5 | 1,13 | 0,4 | 0,76 | 38 | 1,12 | 0,6 | » | 48,5 | 0,99 |
| 0,5 | » | 38 | 1,12 | 0,7 | 0,74 | 45 | 1,03 | 0,8 | » | 52 | 0,95 |
| 0,8 | 0,78 | 47,5 | 1,00 | 0,8 | 0,76 | 44 | 1,04 | 0,1 | 1,20 | 35 | 1,17 |
| 0,9 | 0,74 | 49 | $0{,}98_5$ | 1,0 | 0,74 | 48,5 | 0,99 | 0,3 | » | 36,5 | 1,14 |
| 1,2 | » | 52 | 0,96 | 1,4 | 0,74 | 52 | 0,96 | 1,1 | » | 47 | 1,01 |
| 1,8 | » | 65 | $0{,}85_5$ | — | — | — | — | 1,2 | » | 46 | 1,02 |
| | | | | | | | | Aceton | | | |
| 0,1 | 1,22 | 35,5 | 1,16 | 0,1 | 1,20 | 35,3 | 1,16 | — | — | — | — |
| 0,4 | 1,24 | 36 | 1,15 | 0,2 | » | 35,7 | 1,15 | 0,6 | 0,74 | 44 | 1,04 |
| 0,7 | 1,21 | 37,5 | 1,13 | 0,4 | » | 36 | 1,15 | 1,0 | » | (49,5) | 0,98 |
| 0,7 | 1,25 | 37,3 | 1,13 | 0,7 | » | 37 | 1,13 | — | — | — | — |
| 1,5 | 1,21 | 42 | 1,06 | 1,1 | 1,25 | 39 | 1,10 | 0,2 | 1,23 | 35 | 1,17 |
| 1,5 | 1,22 | 43,8 | 1,04 | 1,2 | 1,20 | 40 | 1,09 | 0,3 | » | 36 | 1,15 |
| 1,8 | 1,21 | 47 | 1,01 | 1,6 | 1,22 | 44 | 1,04 | 1,0 | » | 39 | 1,10 |
| 1,8 | 1,21 | 45,5 | 1,02 | 1,6 | 1,24 | 43 | 1,05 | 1,2 | » | 42 | 1,06 |
| 2,0 | 1,23 | 45 | 1,03 | 1,8 | » | 46 | 1,02 | — | — | — | — |
| 2,4 | 1,21 | 51 | 0,97 | 2,2 | » | 49 | $0{,}98_5$ | — | — | — | — |

Som kolljusbågen emellertid visat sig kunna brinna och prestera svängningar ännu vid mycket stora båglängder, har jag även bestämt frekvensen för båge mellan kolelektroder i olika vätskor, då $i_0$ hållits konstant. Ganska stora svårigheter yppa sig dock därvid. På elektroderna bildas svampar av kol, vilka särskilt i eter och aceton växa med en otrolig hastighet. Att under sådana omständig-

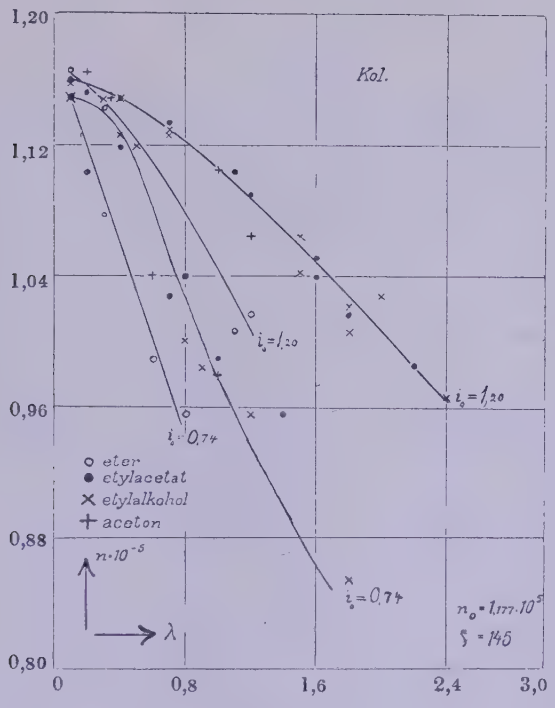



Fig. 24.

heter hålla båglängd och strömstyrka oförändrade, medan man inställer vridkondensatorn på maximiutslag, är icke lätt, och dessa mätningar bli fördenskull behäftade med större observationsfel än vid metalljusbågen, där man utan svårighet kunde upptaga hela resonanskurvan.

Resultaten, som äro framställda i tab. 12 och fig. 24, bekräfta vad vi funnit för Cu-bågen, nämligen att frekvensen minskas, då

båglängden ökas, samt att denna ökning sker betydligt hastigare vid en lägre strömstyrka ($i_0 = 0{,}74$) än vid en högre ($i_0 = 1{,}20$).

Vidare synes även för de längre båglängderna gälla, att etylacetat, -eter och -alkohol ge ungefär samma frekvens. Eterfrekvensen synes dock avtaga med större hastighet och ge den lägsta frekvensen.

## KAP. IV.

## Resonanskurvor. Översvängningar.

Rönnholm har funnit, att de svängningar, som erhållas av kopparljusbågen i eter, äro förorenade av en massa harmoniska översvängningar.

För att närmare taga reda på resonanskurvornas utseende, ävensom övertonernas beroende av olika faktorer, har jag undersökt kopparljusbågen i etylacetat.

De upptagna resonanskurvorna äro i allmänhet goda och giva, om dämpningen beräknas efter Bjerknes teori, en ganska

Tab. 13.

| $i_0$ | $\delta_1 + \delta_2$ |
|---|---|
| 0,60 | (0,12) |
| 1,23 | 0,109 |
| 1,41 | 0,085 |
| 1,52 | 0,082 |
| 1,82 | 0,078 |
| 2,10 | 0,068 |
| 2,8 | 0,06 |

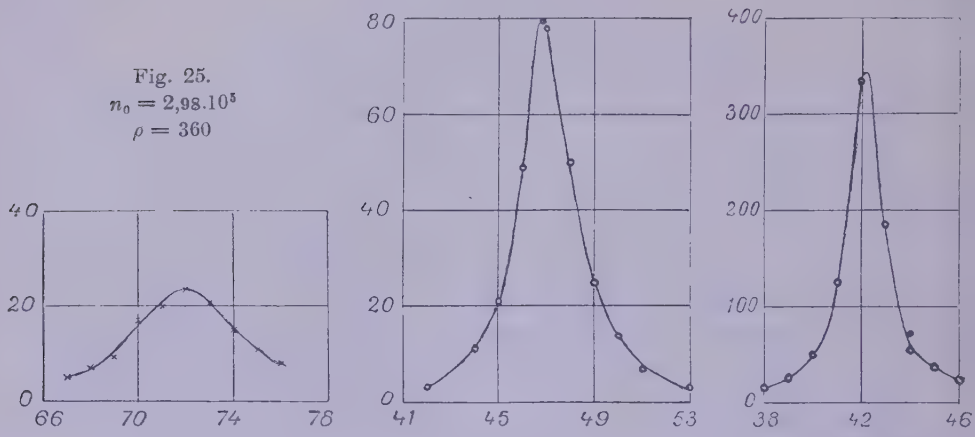
liten dämpning. Att strömstyrkan spelar en mycket stor roll för dämpningen framgår av tab. 13, som gäller för $n_0 = 2{,}98 \cdot 10^5$ och $\varrho = 360$. Några av de upptagna resonanskurvorna återfinnas i fig. 25, där abscissan betyder vridkondensatorns inställning $\alpha$ och ordinatan är galvanometerutslaget. (Ordinatskalorna olika!). Av upp-

tagna resonanskurvor framgår även, att en ökning av $\varrho$ åstadkommer en minskning av dämpningen. Fig. 25 och 26 visa exempel på detta förhållande.

Detta uttryck $\varrho$ visar sig f. ö. vara av den allra största betydelse för svängningarnas stabilitet, frekvens, utbildning av övertoner m. m.

Se vi tillbaka på diagrammet fig. 3, så inses lätt att för tiden $T_2$ gäller

$$i_0 \,.\, T_2 = 2\ E_0 \,.\, C_1.$$




Men kretsens egensvängningstid är

$$T_0 = 2\,\pi \sqrt{L_1 \,.\, C_1}$$

och $\varrho$ definieras ur

$$\varrho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Ur dessa tre ekvationer erhålla vi

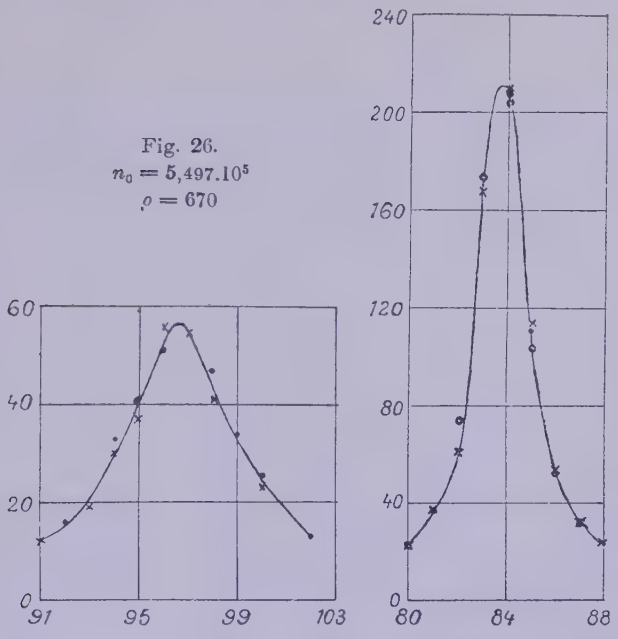
$$\frac{T_2}{T_0} = \frac{E_0}{\pi \cdot \varrho \cdot i_0}$$

Förhållandet mellan den tid bågen under en svängning är släckt och egensvängningstiden är således proportionellt mot $E_0$ samt

omvänt proportionellt mot $\varrho$ och $i_0$. Härvid är dock att märka, att endast $T_0$, $\varrho$ och $i_0$ äro verkliga konstanter; $E_0$ är däremot en storhet, som ändras, så snart någon av de övriga tre storheterna ändras.

Att bågfrekvensen mera närmar sig egenfrekvensen ju större

Fig. 26.
$n_0 = 5{,}497.10^5$
$\varrho = 670$




$i_0 = 0{,}74$
$\delta_1 + \delta_2 = 0{,}09$

$i_0 = 1{,}77$
$\delta_1 + \delta_2 = 0{,}045$

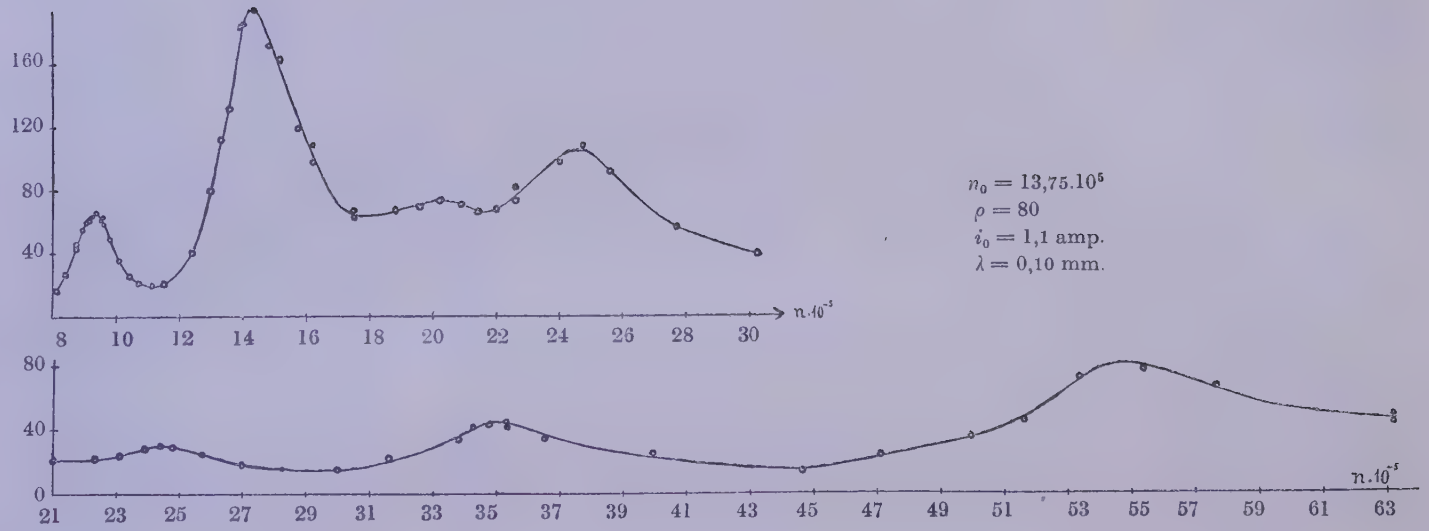
$\varrho$ är, framgår redan av tab. 15—17. Vid $i_0 = 2{,}5$ amp. t. ex. få vi sålunda

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| för $\varrho =$ | 670 | 360 | 145 | 50 |
| är $100\,\frac{n_0 - n}{n_0} =$ | 1 | 2,3 | 5 | 17. |

Vidare är frekvensens beroende av strömstyrkan större ju mindre $\varrho$ är.

Det visar sig vidare att, om man tager $\varrho$ litet, bli svängningarna ytterligt oroliga för att vid $\varrho < 40$ (ungefär) bli så oroliga, att inga som helst mätningar kunna företagas. $T_2$ har tydligen blivit för lång i förhållande till $T$.

Fig. 27.


160
120
80
40
n.10⁻⁵
8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28 30
$n_0 = 13{,}75.10^5$
$\rho = 80$
$i_0 = 1{,}1$ amp.
$\lambda = 0{,}10$ mm.
80
40
0
n.10⁻⁵
21 23 25 27 29 31 33 35 37 39 41 43 45 47 49 51 53 55 57 59 61 63

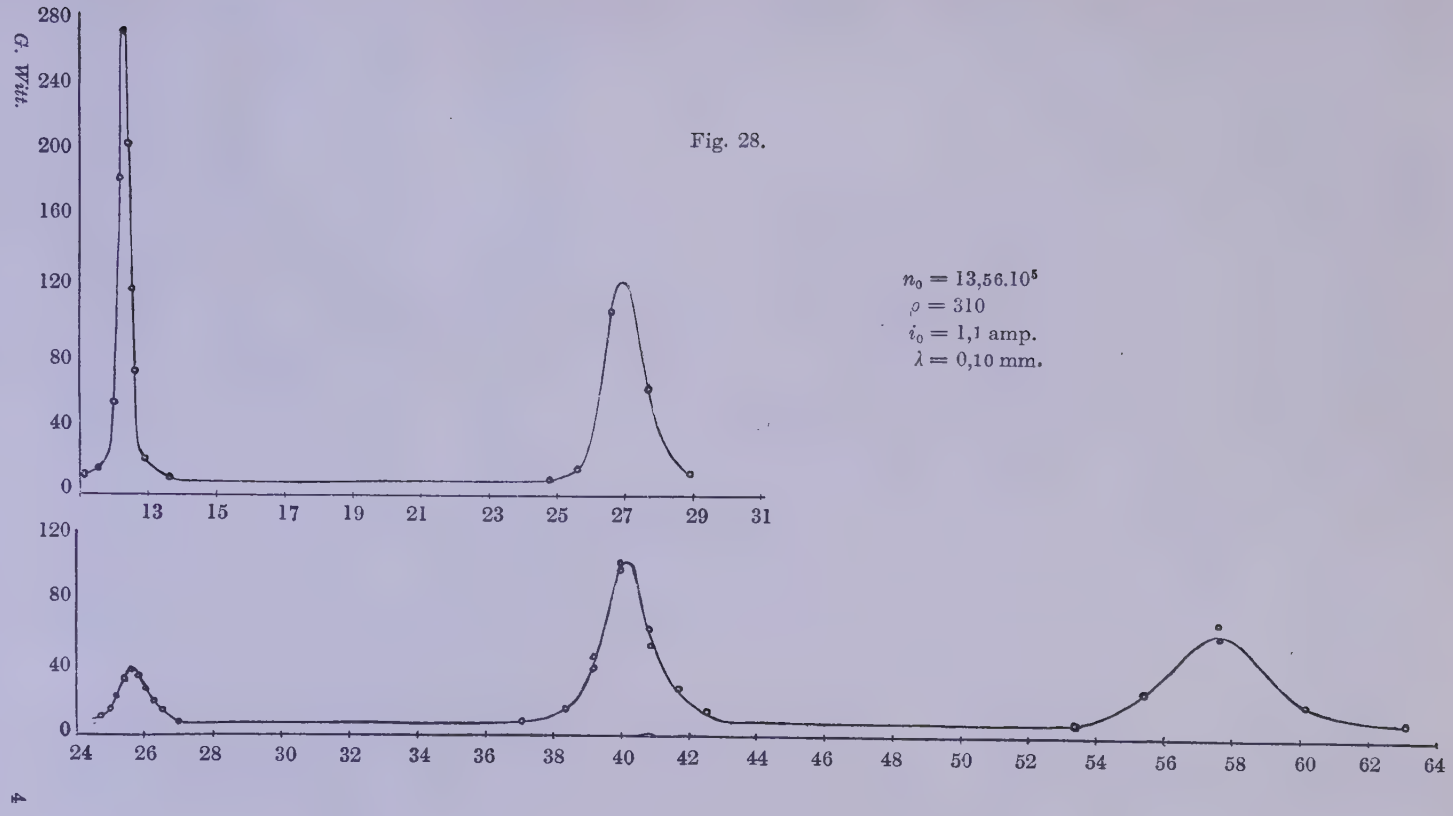



Fig. 28.

$n_0 = 13{,}56.10^5$
$\rho = 310$
$i_0 = 1{,}1$ amp.
$\lambda = 0{,}10$ mm.

Men $\varrho$ har ej blott betydelse för svängningarnas stabilitet och frekvens. Även deras renhet bestämmes till stor del av $\varrho$.

För att observera strömeffekten i mätkretsen även för högre svängningstal har nämligen resonanskurvan upptagits ej blott för grundsvängningen, utan ha galvanometerutslagen observerats hela kondensatorskalan igenom och serien kontinuerligt fortsatts genom att utbyta mätkretsens självinduktionsrulle mot mindre sådana.

Tab. 14.

$n_0 = 5{,}497.10^5$ $\quad i_0 = 0{,}74$ amp.
$\varrho = 670$ $\quad \lambda = 0{,}10$ mm.

| | $n \,.\, 10^{-5}$ | $L_2 \,.\, 10^{-5}$ | $G$ | Max. utslag |
|---|---|---|---|---|
| 1. | 5,06 | 0,808 | 1,500 Ω | 57 |
| 2. | 10,6 | » | 500 » | 40 |
| | (11,0) | 0,217 | 100 » | 140 |
| 3. | (17,0) | » | 100 » | 100 |
| | 16,0 | 0,050 | 0 » | (350) |
| 4. | 21,9 | » | 100 » | 40 |
| 8. | 40,0 | » | » » | 45 |
| 12. | 61,1 | » | » » | 70 |
| 14. | 71,4 | » | » » | 65 |

Fig. 27 och 28 angiva två fall, där strömstyrka och båglängd varit desamma och där självinduktion och kapacitet i svängningskretsen valts så, att frekvenserna bli ungefär lika, medan $\varrho$ i ena fallet är 80, i andra 310.

Den stora olikheten i de båda diagrammen faller omedelbart i ögonen. För litet $\varrho$ (fig. 27) äro förhållandena tydligen synnerligen komplicerade. Det faktum, att vissa översvängningar kunna nå en styrka, som vida överträffar grundtonens, tyder på att även mätkretsens egenskaper möjligen utöva inflytande. Kurvan företer även kraftiga maxima, vilka icke motsvara de harmoniska översvängningarna. I fig. 28 däremot, där $\varrho$ har ett större värde, erhålles en renare serie av grundsvängning och översvängningar. Dämpningen är liten, varje svängningstal blir skarpt markerat, och

mellan de särskilda maxima förlöper resonanskurvan utan några oregelbundenheter.

Att svängningarna böra bli renare i samma mån $\varrho$ ökas är uppenbart, då den släckta perioden $T_2$, eller snarare förhållandet $\frac{T_2}{T_0}$ minskar, då $\varrho$ ökar (sid. 46).

Om man sålunda vill erhålla svängningar, som i möjligaste mån äro fria från översvängningar, bör man välja $L_1$ och $C_1$ så, att $\varrho$ blir så stort som möjligt, och samtidigt arbeta med stark strömstyrka, vilket ju även förkortar $T_2$.

Tab. 14 och 15 ange ett fall med $\varrho = 670$. Översvängningarna ha här så ringa intensitet i jämförelse med grundsvängningen, att,

Tab. 15.

$n_0 = 5{,}497.10^5$ $\quad i_0 = 1{,}77$ amp.
$\rho = 670$ $\quad \lambda = 0{,}10$ mm.

| | $n \,.\, 10^{-5}$ | $L_2 \,.\, 10^{-5}$ | $G$ | Max. utslag |
|---|---|---|---|---|
| 1. | 5,43 | 0,808 | 3000 Ω | 200 |
| 2. | 11,6 | » | 100 Ω | 90 |
| | 11,0 | 0,217 | » | 40 |
| 3. | 17,1 | » | » | 76 |
| | 16,4 | 0,050 | 0 Ω | 180 |
| 4. | 23,2 | » | » | 180 |
| 5. | 29,3 | » | » | 190 |
| 6. | 33,2 | 0,217 | 100 Ω | 86 |
| 7 | 35,2 | 0,050 | 0 Ω | 100 |
| 8. | 42,5 | » | » | svag |

om denna, då galvanometerns förkopplingsmotstånd $G$ var 3,000 ohm, gav ett maximiutslag på 200 skaldelar, behövde förkopplingsmotståndet vid 1:sta övertonen minskas till 100 ohm för att få 90 skaldelars maximiutslag vid resonans. (Galvanometerns inre motstånd ung. 15 ohm.)

Galvanometerutslagen vid resonans få naturligtvis ej anses som tal proportionella mot intensiteten hos motsvarande översvängning. De kunna dock utgöra ett ungefärligt uttryck på de olika svängningarnas inbördes styrka.

Vi se sålunda, att, då svängningar, som erhållas av metalljusbågen i vätskor, upptagas medelst våglängdsmätare, alltid erhålles ett större antal översvängningar. I tab. 15 är den 15:de övertonen med och ännu högre finnas helt säkert, om undersökningen fortsattes med ännu mindre självinduktion i resonanskretsen. Av de mellanliggande, här ej medtagna, översvängningarna kan man få fram ytterligare några, om kopplingen mellan kretsarna göres fastare.

Att helt få bort översvängningarna visar sig sålunda ej utförbart. Att däremot få dem ytterligt svaga i jämförelse med grundsvängningen, lyckas som nämnt med stort $i_0$ och stort $\varrho$. Härvid inträffar dock en ny olägenhet, i det att bågens benägenhet att bilda kolbåge avsevärt ökas, då $\varrho$ ökas. Det gäller sålunda att hålla en lämplig medelväg.

Det ovan sagda har bekräftats genom talrika mätningar på kretsar med svängningstal varierande mellan $1{,}177.10^5$ och $28{,}97.10^5$ svängningar i sekunden och med $\varrho$ varierande mellan 50 och 3000.

## Sammanfattning.

1. Om man parallellt med en ljusbåge, som är nedsänkt i en oledande vätska, och som matas med 220 volts likström, kopplar en självinduktion och en kapacitet, kunna under vissa förhållanden erhållas elektriska svängningar av hög frekvens mellan elektroder av Ag, Cu, Au, Al och C. Däremot erhållas inga eller endast oregelbundna svängningar med elektroder av sämre ledande metaller. De vätskor, som undersökts, ha varit: etyleter, etylacetat, aceton och etylalkohol, varjämte svängningar även kunnat påvisas i dest. vatten och metylalkohol.
2. I diagram med strömstyrkan i huvudledningen som abscissa och elektrodspänningen som ordinata ha upprättats de områden, inom vilka ljusbågen kunde bringas att svänga. Därvid visade sig:
   a) att en ökning av kapaciteten breder ut och flyttar svängningsområdet mot högre strömstyrka och högre spänning;
   b) att en ökning av självinduktionen breder ut svängningsområdet såväl mot högre som mot lägre strömstyrka. Samtidigt flyttas området ned mot lägre spänning;
   c) att en ökning av motståndet väsentligt minskar områdets storlek;
   d) att en ökning av elektrodernas värmeledningsförmåga medför en utbredning av området;
   e) att kolljusbågen utgör en särställning, i det dess svängningsområde är väsentligt större än för någon metall;
   f) att även vätskan har någon, ehuru relativt obetydlig inverkan på svängningsområdets form och storlek.

3. Frekvensen hos de erhållna ljusbågesvängningarna har bestämts och jämförts med svängningskretsens egenfrekvens. Det visar sig därvid:
   a) att, då huvudströmmen ökas och båglängden hålles konstant, frekvensen ökar till en början hastigt, sedan långsammare, för att vid hög strömstyrka mer eller mindre närma sig det värde $n_0$, som svarar mot svängningskretsens egensvängning utan att dock vid metallelektroder uppnå detta värde;
   b) att frekvensen vid kolljusbågen i vätskor däremot i överensstämmelse med förhållandet vid kolljusbågen i gaser vid tillräckligt stark ström alltid når värdet $n_0$;
   c) att elektrodmaterialet är av den största betydelse för frekvensen. För viss strömstyrka och viss båglängd ger alltid den bättre värmeledaren det lägsta svängningstalet. Detta förklaras därav, att den period, varunder ljusbågen är släckt, förlänges genom bågens hastigare avkylning;
   d) att vätskan däremot är av underordnad betydelse, i det att frekvensen endast vid svag ström är något olika för de olika vätskorna. Särskilt tydligt framgår vätskans ringa inflytande på frekvensen vid kolljusbågen;
   e) att frekvensen för oförändrad huvudström minskar, då båglängden ökas. Denna ökning sker hastigare vid lägre strömstyrka än vid högre.
4. De erhållna ljusbågesvängningarna giva, då de analyseras medelst en våglängdsmätare, en mängd översvängningar. Att helt bortskaffa dessa har ej lyckats, dock kan man nedprässa dem till minsta möjliga intensitet, om man väljer en svängningskrets med självinduktionen stor i jämförelse med kapaciteten och därjämte arbetar med stark huvudström.